

1914

LIBRARY
MICHIGAN STATE NORMAL
COLLEGE.

No. 17.

ANNALEN DER PHYSIK.

BEGÜNDET UND FORTGEFÜHRT DURCH

F. A. C. GREN, L. W. GILBERT, J. C. POGGENDORFF, G. U. N. WIENMANN, P. DRÜSE.

VIERTE FOLGE.

Band 45. Heft 1.

DIE GANZE REIHE 340. BANDES 1. HEFT.

KURATORIUM:

M. PLANCK, G. QUINCKE,
W. C. RÖNTGEN, W. VOIGT, K. WARBURG.

UNTER MITWIRKUNG

DER DEUTSCHEN PHYSIKALISCHEN GESELLSCHAFT

HERAUSGEGEBEN VON

W. WIEN UND M. PLANCK.

MIT DREI TAFELN.



LEIPZIG, 1914.

VERLAG VON JOHANN AMBROSIOUS BARTH.
DÖRRRIENSTRASSE 16.

*Bestellungen auf die „Annalen“ werden von allen Buchhandlungen, von den
Postämtern und von der Verlagsbuchhandlung angenommen. Preis für den
in 24 Heften (= 3 Bänden) ausgegebenen Jahrgang 56 M.*

(Ausgegeben am 24. August 1914.)

Inhalt.

	Seite
1. Franz Mayer. Über sekundäre Kathodenstrahlung in Gasen bei geringer Geschwindigkeit der Primärstrahlen und über deren Absorption	1
2. J. Stark und R. Künzer. Ein- und mehrwertige Linien des Aluminiums, Schwefels, Chlors, Jods und Stickstoffs in den Kanalstrahlen	29
3. Paul Cermak. Über Gestalt und Bildung von Wasserstrahlen, auf welche Töne einwirken. (Hierzu Tafel I—III)	75
4. Hedwig Bender. Untersuchungen am Lummer-Pringsheim'schen Spektralflickerphotometer	105
5. W. Arkadijew. Über die Reflexion elektromagnetischer Wellen an Drähten	193
6. Sérgius Popow. Über eine Gesetzmäßigkeit in den Linienspektren	147
7. Walter Küpper. Berichtigung zu meiner Abhandlung: Einfluß von Röntgen-, ultraviolethen, Becquerelstrahlen und des elektrischen Wechselfeldes auf die Schallgeschwindigkeit in Gasen	176

Die Redaktion der Annalen wird von den umseitig genannten Herren besorgt. Den geschäftlichen Teil hat Herr Geh. Hofrat Prof. W. Wien übernommen, an den auch Manuskripte zu senden sind. Seine Adresse ist: Würzburg, Fleischerring 8.

Es wird gebeten, die Manuskripte druckfertig einzuliefern und in den Korrekturen den beim Druck für sie verwendeten Raum nicht zu überschreiten.

Die Verlagsbuchhandlung liefert 100 Sonderabdrücke jeder Arbeit kostenfrei. Falls ausnahmsweise mehr gewünscht werden, so muß dies bei Rücksendung des ersten Korrekturbogens an die Druckerei auf dessen erster Seite bemerkt werden. Alle anderen, die Sonderabdrücke betreffenden Mitteilungen bittet man an die Verlagsbuchhandlung zu richten.

Anderweitiger Abdruck der für die Annalen bestimmten Abhandlungen oder Übersetzung derselben innerhalb der gesetzlichen Schutzfrist ist nur mit Genehmigung der Redaktion und Verlagsbuchhandlung gestattet.

Die Zeichnungen sind in möglichst sorgfältiger Ausführung den Abhandlungen auf besonderen Blättern beizulegen (nicht in das Manuskript selbst einzuzichnen). Da die Figuren fortan möglichst in den Text eingefügt werden sollen, ist die Stelle des Manuskriptes recht genau auszugeben, wo sie hingehören.

Zitate sind am Rande oder unten auf den Seiten des Manuskriptes (nicht in dem Text selbst) und zwar möglichst in der in den „Fortgeschritten der Physik“ üblichen Form mit Angabe des Namens und Vornamens, der Band-, Seiten- und Jahreszahl aufzuführen.

ANNALEN DER PHYSIK.

VIERTE FOLGE.

BAND 45.

ANNALEN DER PHYSIK.

HERAUSGEGEBEN VON

JOHANN SEBASTIAN KRIEGER.

ANNALEN DER PHYSIK.

BEGRÜNDET UND FORTGEFÜHRT DURCH

39760

F. A. C. GREIN, L. W. GILBERT, J. C. POGGENDORFF, G. U. E. WIEDEMANN, P. DRUDE.

VIERTE FOLGE.

BAND 45.

DER GANZEN REIHE 350. BAND.

KURATORIUM:

M. PLANCK, G. QUINCKE,
W. C. RÖNTGEN, W. VOIGT, E. WARBURG.

UNTER MITWIRKUNG

DER DEUTSCHEN PHYSIKALISCHEN GESELLSCHAFT

HERAUSGEGEBEN VON

W. WIEN UND M. PLANCK.

MIT FÜNF FIGURENTAFELN.



LEIPZIG, 1914.

VERLAG VON JOHANN AMBROSIIUS BARTH.

PHYSICAL

ANALYSIS OF THE PHYSICAL CONDITION OF THE ARMY

BY THE

COMMISSIONER OF THE ARMY

AND THE

COMMISSIONER OF THE NAVY

W. C. BROWN, JR., M.D., U.S.A., AND
W. C. BROWN, JR., M.D., U.S.A., AND

W. C. BROWN, JR., M.D., U.S.A., AND

W. C. BROWN, JR., M.D., U.S.A., AND

W. C. BROWN, JR., M.D., U.S.A., AND

W. C. BROWN, JR., M.D., U.S.A., AND

W. C. BROWN, JR., M.D., U.S.A., AND



WASHINGTON, D.C.

1901

Inhalt.

Vierte Folge. Band 45.

Siebzehntes Heft.

	Seite
1. Franz Mayer. Über sekundäre Kathodenstrahlung in Gasen bei geringer Geschwindigkeit der Primärstrahlen und über deren Absorption	1
2. J. Stark und R. Künzer. Ein- und mehrwertige Linien des Aluminiums, Schwefels, Chlors, Jods und Stickstoffs in den Kanalstrahlen	29
3. Paul Cermak. Über Gestalt und Bildung von Wasserstrahlen, auf welche Töne einwirken. (Hierzu Tafel I—III.)	75
4. Hedwig Bender. Untersuchungen am Lummer-Pringsheimischen Spektralflickerphotometer	105
5. W. Arkadiew. Über die Reflexion elektromagnetischer Wellen an Drähten	133
6. Sergius Popow. Über eine Gesetzmäßigkeit in den Linien-spektren	147
7. Walter Küpper. Berichtigung zu meiner Abhandlung: Einfluß von Röntgen-, ultravioletten, Becquerelstrahlen und des elektrischen Wechselfeldes auf die Schallgeschwindigkeit in Gasen	176

Ausgegeben am 14. August 1914.

Achtzehntes Heft.

1. Edgar Meyer u. Walther Gerlach. Über den photoelektrischen Effekt an ultramikroskopischen Metallteilen	177
2. K. R. Koch. Über die Elastizität des Eises	237
3. Kálmán Heindlhofer. Eine absolute Messung der Schallintensität und die Bestimmung der Wärmeleitungsfähigkeit der Gase	259
4. F. A. Schulze. Die Übereinstimmung der als Phasenwechseltöne bezeichneten Klangerscheinungen mit der Helmholtz'schen Resonanztheorie.	283

Ausgegeben am 1. September 1914.

Neunzehntes Heft.

Seite

1. A. Kalähne. Über die Änderung der Schwingungszahl tönender Körper in Gasen 321
2. Martin Sjöström. Untersuchungen über stehende Hertz'sche Wellen in Luft. Ein Beitrag zur Frage nach der Ausbreitungsgeschwindigkeit der Wellen in Luft und an Drähten 353
3. E. Kron. Über die Extinktion des Lichtes in der Erdatmosphäre für das Ultraviolett 377
4. Walther Friedrich u. Peter Paul Koch. Über Methoden zur photographischen Spektralphotometrie der Röntgenstrahlen 399
5. Emil Paulson. Konstante Differenzen in den Linienspektren 419
6. F. Hayashi. Zur Kenntnis des Funkenpotentials in Gasen bei höherem Druck 431
7. Paul Eversheim. Wellenlängennormale II. Ordnung im roten Teil des Eisenspektrums 454
8. W. Voigt. Über Zeeman-Triplets mit anormalen Rotationsrichtungen und über Medien mit negativem Faraday-Effekt 457
9. E. Perucca. Über zirkularen Dichroismus des Amethysts 463

Ausgegeben am 15. September 1914.

Zwanzigstes Heft.

1. August Wiegrefe. Neue Lichtströmungen bei Totalreflexion. Beiträge zur Diskussion des Poyntingschen Satzes 465
2. Friedrich Kottler. Fallende Bezugssysteme vom Standpunkte des Relativitätsprinzips 481
3. H. Lunelund. Intensitätsverhältnis lang- und kurzwelliger elektrischer Komponenten der Serienlinien des Wasserstoffs 517
4. Günther Neumann. Die träge Masse schnell bewegter Elektronen. (Hierzu Tafel IV.) 529
5. Karl F. Lindman. Über elektrische und optische Resonanz 580
6. M. v. Smoluchowski. Bemerkung zu der Arbeit B. Baules: „Theoretische Behandlung der Erscheinungen in verdünnten Gasen“ 623

Ausgegeben am 1. Oktober 1914.

Einundzwanzigstes Heft.

1. F. Paschen. Absorption und Resonanz monochromatischer Strahlung 625
2. A. Kalähne. Die Wellenbewegung um eine transversal schwingende Saite in unbegrenzter Flüssigkeit 657
3. Hans Schimank. Über das Verhalten des elektrischen Widerstands von Metallen bei tiefen Temperaturen 706
4. W. C. Röntgen. Pyro- und piezoelektrische Untersuchungen 787

Ausgegeben am 15. Oktober 1914.

Zweihundzwanzigstes Heft.

	Seite
1. Anton Ernst Weber. Über die Anwendung des rotierenden Sektors zur photographischen Photometrie	801
2. K. Siebel. Das thermoelektrische Verhalten einiger Metalle und Legierungen beim Übergang vom festen in den flüssigen Aggregatzustand	839
3. L. Slepian. Die Induktion in den Dielektrika, die sich im magnetischen Feld bewegen	861
4. Alfred Riede. Experimentelle Untersuchungen über die galvanische Leitfähigkeit dünner Metallschichten	881
5. K. Schöler. Über das Verhältnis $k = c_p/c_v$ der spezifischen Wärmen von Gasen bei konstantem Druck und bei konstantem Volumen bei verschiedenen Drucken	913
6. G. Borelius. Die Oberflächenpotentiale von Lösungen in Kontakt mit Isolatoren	929
7. Olaf Devik. Die Fortpflanzung elektrischer Schwingungen durch Gasmassen als störender Faktor bei Versuchen an Kathodenstrahlen	941

Ausgegeben am 3. November 1914.

Dreiundzwanzigstes Heft.

1. Carl Ramsauer. Über eine direkte magnetische Methode zur Bestimmung der lichtelektrischen Geschwindigkeitsverteilung	961
2. M. Aganin. Über die Elektrizitätsentwicklung bei abreißen Wassertröpfen	1008
3. M. Aganin. Über Wasserfallelektrizität bei feinen Strahlen	1013
4. A. Pospelow. Zur lichtelektrischen Photometrie der Phosphoreszenzerscheinungen	1039
5. Eduard Rüchardt. Über den Wirkungsgrad bei der Phosphoreszenzerregung durch Kanalstrahlen	1063
6. W. Jaeger und H. von Steinwehr. Die Widerstandsänderung des Quecksilbers zwischen 0° und 100°	1089
7. R. Schachenmeier. Über den Polarisationszustand des an einem metallischen Schirm gebeugten Lichtes	1109

Ausgegeben am 17. November 1914.

Vierundzwanzigstes Heft.

1. Carl Ramsauer. Über die lichtelektrische Geschwindigkeitsverteilung und ihre Abhängigkeit von der Wellenlänge . .	1121
2. H. du Bois und G. J. Elias. Zeemaneffekte benachbarter Spektrallinien	1160

	Seite
3. Ragnar Holm. Über die Bewegung eines Gases in Kapillaren und in von parallelen Ebenen begrenzten Kanälen. Berichtigung	1165
4. M. B. Wagner. Zur Theorie der Zustandsgleichungen . . .	1169
5. Emil Paulson. Gesetzmäßigkeiten im Bau des Lanthan-spektrums	1203
6. J. Rich. Ewald. Über den Einfluß der Länge des Windrohrs auf die Tonstärke und Tonhöhe einer Zungenpfeife	1209
7. George Jaffé. Zur Theorie der Lichtabsorption in Metallen und Nichtleitern	1217
8. S. J. Barnett. Eine Entgegnung auf die Arbeit des Herrn Fehrl: „Über unipolare Induktion“	1253
9. G. Wendt. Seriengesetze der Verbreiterung von Spektrallinien. (Hierzu Tafel V.)	1257
Namenregister zum Jahrgang 1914	1265

Ausgegeben am 3. Dezember 1914.

Nachweis zu den Figurentafeln.

Tafel I, II u. III. P. Cermak.

„ IV. G. Neumann.

„ V. G. Wendt.

ANNALEN DER PHYSIK.

VIERTE FOLGE. BAND 45.

1. *Über sekundäre Kathodenstrahlung in Gasen bei geringer Geschwindigkeit der Primärstrahlen und über deren Absorption;*¹⁾

von Franz Mayer.

(Aus dem Radiologischen Institut der Universität Heidelberg.)

Es wird im folgenden unter „sekundärer Strahlung“ die durch primäre Kathodenstrahlen ausgelöste sekundäre *Kathodenstrahlung* verstanden werden; andere durch die primäre Strahlung außerdem etwa entstehende Strahlung (z. B. Röntgensche Strahlung) ist also unter diesem Namen nicht einbegriffen.²⁾ Gemessen wird in unseren Versuchen diese sekundäre Strahlung stets durch Trägerbildung (Leitfähigkeit); jedes Gasmolekül, aus dem ein sekundäres Quant entwichen ist, wird nämlich dadurch ein positiver Träger, während das ausgelöste Quant bei der Absorption durch ein anderes Gasmolekül dieses zum negativen Träger macht.

Die Fähigkeit der „primären“ Kathodenstrahlen, „sekundäre“ auszulösen, ist bekanntlich eine Funktion der Geschwindigkeit. Unterhalb einer gewissen Grenze findet keine Sekundärstrahlung statt (11-Volt-Grenze); oberhalb dieser Geschwindigkeit wird ein Maximum der Sekundärstrahlung erreicht (Optimum der Trägerbildung), und darüber hinaus, bei noch größeren Geschwindigkeiten, nimmt die sekundäre Strahlung wieder ab.

Auf die Erweiterung dieser Angaben durch möglichst genaue, mit den heutigen Mitteln erreichbare Feststellung der zu bestimmten Substanzen gehörigen Geschwindigkeitsgrenze

1) Teil I aus den Sitzungsberichten der Heidelberger Akad. d. Wiss., math.-nat. Klasse, 15. Abhandl. vom 27. Mai 1913; Teil II—IV gekürzte Heidelberger Diss. vom 18. Februar 1914.

2) In dieser Weise ist der Name sekundäre Kathodenstrahlung auch in sämtlichen Untersuchungen des Hrn. Lenard aufgefaßt.

bezieht sich der *erste* Teil dieser Arbeit. Der *zweite* befaßt sich mit der zahlenmäßigen Festlegung desjenigen Geschwindigkeitswertes primärer Kathodenstrahlen, bei dem das *Maximum* der Trägerbildung erfolgt. Der *dritte* Teil endlich bringt neue Absorptionsmessungen an Kathodenstrahlen sehr geringer Geschwindigkeit.

I. Bestimmung der zur Auslösung sekundärer Kathodenstrahlen notwendigen niedrigsten Primärgeschwindigkeit.

1. *Bisherige Untersuchungen.* Die Versuchsanordnung des Hrn. Lenard¹⁾, die für eine Reihe anderer Forscher vorbildlich wurde, ist im wesentlichen diese: einer berußten, durch ein seitliches Quarzfenster mit ultravioletterm Licht (Zinkbogenlicht) zu bestrahlenden Platte stand ein feinmaschiges, berußtes Netz gegenüber, das den vorderen Teil eines Käfigs bildete. In diesen war ein Aluminiumring isoliert eingelassen, der zum Abfangen der positiven Träger diente. Da nun auch Platte und Netz voneinander isoliert waren, konnten einerseits zwischen Platte und Netz und andererseits zwischen Netz und Ring beliebige, voneinander unabhängige elektrische Felder hergestellt werden. Der Gasdruck wurde bei allen Versuchen so gewählt, daß die an der bestrahlten Platte ausgelösten Quanten im elektrischen Feld eine *stetige* Beschleunigung erfahren, d. h. daß ihre mittlere freie Weglänge mindestens gleich oder größer war als die Entfernung zwischen Platte und Netz. Überschritt der Druck eine dieser Forderung entsprechende Höhe, so waren wesentlich höhere beschleunigende Potentiale als 11 Volt nötig, um positive Träger im Meßraum zu erzeugen.²⁾ Die von Hrn. Lenard gefundenen Kurven sind in ihrem anfänglichen Verlauf darstellbar durch die Annahme, daß die von jedem einzelnen Quant erzeugte Trägerzahl proportional sei dem Geschwindigkeitsüberschuß des Quants über die Grenzggeschwindigkeit und Null, wenn ein solcher Überschuß nicht vorhanden ist.

Die Lenardschen Versuchsergebnisse fanden im wesent-

1) P. Lenard, Ann. d. Phys. 8. p. 188. 1902.

2) Wir heben dieses Experimentalergebnis besonders hervor, da es in den Arbeiten der Herren Townsend, Bishop und Partzsch (auf die wir noch zurückkommen) nicht beachtet zu sein scheint.

lichen eine recht gute Bestätigung durch eine Arbeit Hrn. v. Baeyers. Hr. v. Baeyer¹⁾ benutzte als Elektronenquelle glühende Oxydkathoden, wie sie von Hrn. Wehnelt²⁾ angegeben wurden. Diese Quelle zeichnet sich durch große Intensität aus und liefert Strahlen von nahezu homogener Beschaffenheit, da die Menge der mit merklicher Anfangsgeschwindigkeit entweichenden Elektronen verschwindend klein ist gegenüber der gesamten Menge.³⁾ Bei seinen Versuchen zur Bestimmung der Grenzgeschwindigkeit umgab Hr. v. Baeyer den glühenden Draht von einem koaxialen Zylinder aus Messingdrahtnetz und diesen von einem zweiten Zylinder aus Messingblech. Zwischen Draht und Drahtnetz wurden durch variable Potentialdifferenzen Kathodenstrahlen verschiedener Geschwindigkeiten erzeugt, die durch das Netz hindurchtraten, den zweiten Zylinder aber nicht erreichen konnten, da dieser dem Drahtnetz gegenüber mit negativem Potential versehen war. Um Komplikationen, die ihre Ursache in dem Magnetfeld des Heizstromes haben, zu eliminieren, maß Hr. v. Baeyer unter Verwendung einer automatisch funktionierenden Wippe nur die Elektronenmenge, die entstand, wenn der Draht zwar noch glühte, aber nicht mehr stromdurchflossen war. Auf diese Weise fand er als untere Grenze der Primärgeschwindigkeit den Wert 10 Volt in guter Übereinstimmung mit dem zuerst von Hrn. Lenard ermittelten Wert.

Auch Hrn. H. Dember⁴⁾ diente die Versuchsanordnung des Hrn. Lenard zum Vorbild. Neu ist an ihr nach den Ausführungen des Hrn. Dember besonders die Anordnung, die es gestattet, den Trägerstrom neben dem „Kanalstrom“ zu messen, der von etwa gleicher Stärke wie jener ist.⁵⁾ Die Erzeugung von Trägern aus dem Gas machte sich schon

1) O. v. Baeyer, Verh. d. D. Phys. Ges. p. 96 ff. 1908.

2) A. Wehnelt, Ann. d. Phys. 14. p. 425. 1904.

3) Vgl. Elster u. Geitel, Wiener Ber. 97. (2a) p. 1175. 1888.

4) H. Dember, Ann. d. Phys. 30. 1909.

5) Nach P. Lenard u. C. Ramsauer, Heidelberger Akad. d. Wiss. 16. Abhandlg. p. 27. 1911 könnte es sich bei diesem lichtelektrischen Kanalstrom um Kathodenzerstäubung unter Mitwirkung des Dampfresiduums oder um direkte trägerbildende Wirkung des Lichtes auf das Dampfresiduum handeln.

zwischen 7 und 8 Volt, also wesentlich unter 11 Volt, bemerkbar. Zur Ermittlung der Mindestgeschwindigkeit war indessen Hrn. Dembers Anordnung von vornherein nicht geplant und also auch speziell nicht geeignet.

In die Reihe der Untersuchungen, deren Methoden sich eng an die in der Lenardschen Arbeit angewandte, anschließen, gehört auch die Veröffentlichung der Hrn. Franck und Hertz über die „Ionisierungsspannung in verschiedenen Gasen“. ¹⁾ Sie erschien, als meine eigenen Versuche zur Bestimmung des Schwellenwertes bereits abgeschlossen waren. ²⁾ Die spezielle Versuchsanordnung der beiden Autoren schließt sich eng an die Apparatur des Hrn. v. Baeyer an, vermied alle Kittstellen und verwandte im Vakuumrohr nur Platin, was allerdings bei der bekannten starken Gasabgabe des Platins zu Komplikationen Anlaß geben kann. An den Untersuchungen der Herren Franck und Hertz ist nun das Ergebnis besonders wichtig, daß die verschiedenen Gase einer *verschieden* hohen Primärgeschwindigkeit zur Trägerbildung bedürfen. Meine eigenen Versuche lieferten dasselbe Resultat. Die von den Herren Franck und Hertz für sechs verschiedene Gase ermittelten Werte ($\text{He} = 20,5$ Volt; $\text{Ne} = 16$ Volt; $\text{Ar} = 12$ Volt; $\text{H}_2 = 11$ Volt; $\text{O}_2 = 9$ Volt; $\text{N}_2 = 7,5$ Volt) lassen allerdings noch keinen Zusammenhang mit anderen physikalischen oder chemischen Konstanten erkennen. Unsere Untersuchungen begegnen sich nur in bezug auf Wasserstoff und Stickstoff; beim Wasserstoff stimmt mein Resultat mit dem der Herren Franck und Hertz gut überein, beim Stickstoff dagegen nicht. Ich verweise auf die Zusammenstellung an späterer Stelle (am Schluß des I. Teiles).

Einer anderen Gruppe von Experimentaluntersuchungen liegt eine von Hrn. J. S. Townsend ³⁾ stammende Anordnung zugrunde, der auch eine Theorie zur rechnerischen Verwertung

1) J. Franck u. G. Hertz, Ber. d. D. Phys. Ges. Heft 2. 1913.

2) Der hierauf bezügliche Teil meiner Versuche ist im Anschluß an das Erscheinen der Arbeit der Herren Franck und Hertz bereits am 27. Mai 1913 der Heidelberger Akad. d. Wiss., math.-nat. Klasse, vorgelegt worden.

3) J. S. Townsend, The Theory of Ionisation of Gases by Collision, London 1910.

der Versuchsergebnisse, die sog. „Stoßionisationstheorie“, aufgestellt hat. Die hierher gehörigen Arbeiten der Herren S. Bishop¹⁾ und A. Partzsch²⁾ weisen gegen ihr Vorbild nur geringe Abweichungen auf, die den Kern der Methode nicht berühren.

Hr. W. Kossel³⁾ hat eingehend darauf hingewiesen, daß die Townsendsche Versuchsweise wegen ihrer Komplikationen durch zu viele Gasmoleküle keineswegs so einfach zu deutende Versuchsergebnisse liefert. Insbesondere hat er mit Recht *darauf* hingewiesen, daß die stark vereinfachenden Voraussetzungen Hrn. Townsends *unzutreffend* sind, vor allen Dingen die Voraussetzung, daß man negativ geladene Moleküle und freie Elektronen in Bausch und Bogen als „Ionen“ behandeln und ihnen einerlei Konstanten (z. B. eine sogen. „Ionisierungsspannung“) zuschreiben dürfe, da man doch aus Versuchen an Flammen und Kanalstrahlen weiß, daß diese beiden zwar *ähnlich*, aber nicht quantitativ *gleich* wirken. Die „Theorie der Ionisierung durch Stoß“, deren Grundlagen demnach keineswegs befriedigen, glaubt Hr. S. Bishop auf Grund seiner Versuche bis zu einem Druck von 40 cm Hg aufwärts bestätigen zu können. Er fand die kleinste „Ionisierungsspannung“ für jedes Gas konstant, und zwar ist sie nach ihm vom Druck und von der Feldstärke unabhängig, solange diese hinreichend groß ist. Hr. A. Partzsch nimmt an den Townsendschen Formeln eine Korrektur vor, um Beobachtung und Rechnung in Übereinstimmung zu bringen, ohne indessen auf die Unzulässigkeit der Identifizierung von freien Elektronen und negativen Trägern Rücksicht zu nehmen, obgleich es keinem Zweifel mehr unterliegt, daß bei dem Prinzip der Methode und den angewandten hohen Gasdrucken die geladenen Moleküle eine wesentliche Rolle neben den freien Elektronen gespielt haben müssen.⁴⁾ Folgende sind die Resultate der drei Autoren (in Volt):

1) S. Bishop, Phys. Zeitschr. 12. p. 1148. 1911.

2) A. Partzsch, Ann. d. Phys. 40. p. 157. 1913.

3) W. Kossel, Ann. d. Phys. 37. p. 397. 1912.

4) Die Moleküle des Gases beeinflussen den Vorgang 1. durch Störung der stetigen Beschleunigung der Elektronen (vgl. die zweite Fußnote dieses Abschnittes) und 2. können die geladenen Moleküle selbst trägerbildend wirken.

	Luft	H ₂	CO ₂	N ₂	Ar	He	HCl	H ₂ O	O ₂
Townsend . . .	25	26	23,3	27,6	17,3	12,3	16,5	22,4	—
Bishop . . .	10,21	9,66	6,21	—	—	—	—	—	—
Partzsch . . .	27,1	27,8	23,5	27,9	—	—	—	—	23,9

Man sieht aus der Nichtübereinstimmung dieser Zahlen mit der von Hrn. Lenard für freie Elektronen bereits 1902 annähernd festgestellten Zahl 11 Volt (z. B. bei H₂), daß es sich bei den Versuchen nach Hrn. Townsends Methode keineswegs um die reine Wirkung freier *Elektronen* gehandelt haben kann.¹⁾ Darauf, ob bei Hrn. Townsend die reine Wirkung negativ geladener *Gasmoleküle* in Frage kam — in welchem Fall die „Ionisierungsspannungen“ mehr wären als bloße empirische Versuchskonstanten — gehen die nach dieser Methode arbeitenden Verfasser nicht ein, und es dürfte nach Hrn. W. Kossels Analyse auch schwer sein, diese Frage bei Hrn. Townsends Methode zu entscheiden.

2. *Eigene Untersuchungen.* Die bisherigen Darlegungen zeigen, daß man in der Frage der „Mindestgeschwindigkeit“ von 1902 bis 1912 noch nicht wesentlich weiter gekommen ist. Bei dem neuerdings auch für theoretische Betrachtungen wichtig gewordenen Problem dieser Mindestgeschwindigkeit wird man daher eine Wiederholung der ursprünglichen, Aufklärung verheißenden Experimente unter verbesserten Bedingungen, aber mit Beibehaltung der einfachen und durchsichtigen Prinzipien und der strengen Unterscheidung zwischen freien Elektronen und geladenen Molekülen wohl am Platze finden. Ich habe eine solche unternommen und werde nunmehr darüber berichten.

Die bei meinen Messungen zur ursprünglichen Lenardschen Methode hinzugefügten zweckentsprechenden Verfeinerungen waren die folgenden:

1. Anwendung eines gesonderten Käfigs von langgestreckter zylindrischer Form mit einer Kupfernetzauskleidung — zur Messung der Primärkathodenstrahlung —,

¹⁾ Vgl. hierzu bereits P. Lenard, Ann. d. Phys. 8. p. 189 (Note) 1902; 12. p. 490. 1903; 2. p. 374. 1900.

2. eine gegen den Primärstrahl weitgehend geschützte Einordnung eines möglichst dünnen Messingringes — zur Messung der Sekundärkathodenstrahlung — und

3. Verwendung von Kohlensäure — Alkoholkühlung (-78°).

Auch kam die 1902 noch nicht vorhandene Quarzquecksilberlampe als sehr konstante Ultraviolettquelle an Stelle des ganz inkonstanten Zinkbogens in Verwendung. Im einzelnen ist folgendes zu bemerken:

Die verwendete Vakuumröhre bestand aus einem Schliffstück S und dem eigentlichen Versuchsrohr, das mit mehreren Ansatzteilen versehen war. In der beigegebenen Fig. 1 (ca. $\frac{1}{6}$ natürlicher Größe) sind alle diese Teile der Übersichtlichkeit wegen — entgegen der Wirklichkeit — in eine Ebene verlegt.

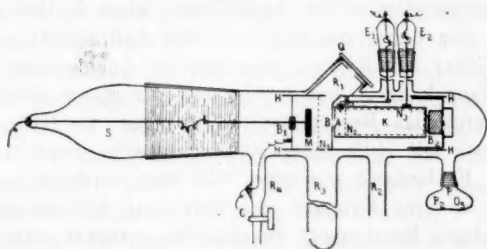


Fig. 1.

Auf den Rohransatz R_1 , der so kurz als möglich gehalten und dessen Achse gegen die Röhre etwa 45° geneigt war, wurde ein Quarzfenster von 2,5 mm Dicke mit Hilfe des von Hrn. Lenard angegebenen Vakuumkittes¹⁾ aufgekittet. Die Röhre R_2 führte zur Pumpe und zum McLeodschen Manometer, während die Röhre R_3 der Kühlung diente; sie war gerade an der Stelle angeschmolzen, wo bei den Versuchen die zu beobachtenden Prozesse sich abwickeln sollten, wo also die größte Reinheit der Gase von Dämpfen erwünscht war. Durch die mit Hahn versehene Röhre R_4 erfolgte die Füllung des Versuchsrohres mit den zu untersuchenden Gasen. Am hintersten Teil der Röhre befand sich ein Trockengefäß P , das mit Phosphorperoxyd gefüllt wurde, während die beiden Schliffstücke E_1 und E_2 mit je einem eingekitteten verzinnnten Messingdraht

1) Käuflich bei Desaga in Heidelberg.

für die Verbindung der inneren Auffangevorrichtungen mit dem Elektrometer vorgesehen waren.

Die *Inneneinrichtung der Röhre* konzentrierte sich in ihren wesentlichen Teilen auf einen verhältnismäßig kleinen Raum. Einer durch das Bernsteinstückchen B_1 isolierten berußten Messingplatte M befand sich ein berußtes, feinmaschiges Platinnetz N_1 gegenüber, das mit der Hülle H in leitender Verbindung stand. Diese Einrichtung ermöglichte es, den von dem ultraviolettten Licht auf der Platte ausgelösten Quanten durch entsprechend gewählte Potentialdifferenzen zwischen Platte und Netz beliebige Geschwindigkeiten zu erteilen. Die Öffnung B einer mit der Hülle verbundenen, den Verhältnissen entsprechend so dicht als möglich an das Platinnetz herangeführten Messingkappe diente der Ausblendung eines Kathodenstrahlbündels, das durch die Blende A des Auffangekäfigs K , die etwas kleiner als B war, eine weitere Ausblendung erfuhr. Der Auffangekäfig K war in der aus der Figur ersichtlichen Weise durch das Bernsteinstück B_2 gegen die Hülle isoliert und konnte mit Hilfe einer Messinghülse in diese eingeführt werden. Es bestand aus einer kleineren vorderen und einer größeren hinteren Kammer, die durch ein feinmaschiges und dünnrahtiges Messingnetz voneinander getrennt waren. Die hintere Kammer wurde in der Richtung des eindringenden Primärstrahls relativ lang gewählt, um den Austritt von Elektronen oder Trägern aus A und den Übertritt von Elektronen und Trägern aus der hinteren in die vordere Kammer auf ein Mindestmaß herabzudrücken. Ferner war die hintere Kammer mit Kupfernetz ausgekleidet, in dem die eindringenden Elektronen sich verfangen sollten. Die vordere Kammer enthielt einen gegen den Käfig mittels des Bernsteinstückchens B_3 isolierten dünnrahtigen Messingring, der so eingeordnet war, daß zwischen ihm und der inneren Käfigwand nur wenig Zwischenraum blieb, er sich also immer im Schatten des eintretenden Kathodenstrahlbündels befand. Diese besondere Art der Ringeinführung sowie die Wahl recht dünnen Messingdrahtes hat sich bei allen Versuchen als durchaus notwendig erwiesen. Abweichungen von diesen Vorsichtsmaßregeln hatten nämlich stets Versuchsstörungen im Gefolge, die darauf beruhten, daß der Ring unmittelbar von Primärquanten getroffen wurde. Mit

Hilfe der Zuleitung C konnte die Hülle mit beliebiger Spannung versehen werden.

Die Evakuierung des Röhrensystems wurde von einer Gaede-Quecksilberpumpe besorgt, die mit einer Ölpumpe kombiniert war. Der jeweilige Druck wurde an einem Mc Leodschen Manometer, das zu diesem besonderen Zwecke neu hergestellt und sorgfältig geeicht worden war, abgelesen.¹⁾ Es gestattete, Drucke bis zu $\frac{1}{100\,000}$ mm Hg zu messen.

Die Kühlung der Röhre erfolgte durch eine Kohlensäure-Alkoholmischung.

Um Quecksilberdämpfe, die event. vom Mc Leod in die Röhre eindringen, zurückzuhalten, wurde auch dieser kurz vor seiner Verbindung mit der Versuchsröhre gekühlt.

Die für die Versuche bestimmten Gase wurden nach den besten mir bekannten Methoden hergestellt und gereinigt.²⁾

Die Bestrahlung der Platte konnte durch eine Zugvorrichtung vom Platz aus eingeschaltet oder unterbrochen werden und erfolgte durch eine Quarzquecksilberlampe von Heraeus (220 Volt, 3,5 Amp.), die in einer Entfernung von etwa 10 cm vom Quarzfenster stand. Die Ausblendung eines Lichtbündels von geeigneter Dicke wurde durch zwei Blenden erzielt, von denen die eine den Abschluß einer innen berußten Röhre nach dem Fenster zu bildete, während die andere in der Hülle angebracht war. Der kreisrunde Lichtfleck auf der Platte hatte einen Durchmesser von etwa 7–8 mm.

Als Meßinstrument diente ein sehr empfindliches Binant nach Dolezalek, dessen Nadel bei den feinsten Messungen auf 50 Volt geladen wurde. Die Spannungen wurden mit Hilfe eines geeichten Voltmeters (Präzisionsvoltmeter von Siemens & Halske) kontrolliert oder abgelesen.

Die Ausführung der Versuche geschah auf folgende Weise. Da die Menge der erzeugten Sekundärkathodenstrahlen durch die gebildete Menge an positiven Trägern gemessen wird, mußte der Käfig bei dieser Messung positiv gegen den Ring, der am Elektrometer lag, geladen werden. Das hatte zur Folge, daß

¹⁾ Angefertigt nach den Erfahrungen der Herren K. Scheel und W. Heuse, Zeitschr. f. Instrumentenk., Jahrg. 29, p. 46.

²⁾ Das Nähere hierüber vgl. in der Dissertation.

die in den Käfig eindringenden Quanten zunächst ein *verzögerndes* Feld (zwischen der vorderen Käfigwand und der Ringebene) und dann wieder ein *beschleunigendes* Feld (zwischen der Ringebene und dem Abschlußnetz gegen die hintere Käfigkammer) passieren mußten. Diese Umstände ließen von vornherein erwarten, daß die Wahl der *Höhe der Käfigspannung* nicht ohne Einfluß auf die Meßresultate bleiben konnte. Eine kleine Käfigspannung reichte nicht aus, um alle Träger abzufangen, eine zu große Spannung dagegen wirkte störend wegen der erwähnten Verzögerung der Primärquanten und wegen des Durchgreifens der Kraftlinien durch das Netz N_2 . Die Versuche lehrten, daß 20 Volt relativ die besten Resultate lieferte; diese Spannung wurde in allen weiteren Experimenten beibehalten. Schreitet man über + 20 Volt hinaus zu *höheren* Käfigspannungen fort, so findet man, daß der Verlauf der ihnen entsprechenden Kurven anfänglich zwar nahezu (auch quantitativ) der gleiche ist, daß aber bei Strahlgeschwindigkeiten von etwa 15 Volt an — allerdings in einem engen Intervall — Überschneidungen vorkommen, die nichts anderes besagen, als daß die unvermeidlichen, schon erwähnten Feldeigentümlichkeiten zwischen Ring und Käfig ihren störenden Einfluß geltend machen. Ein Sättigungswert der erzeugten Trägermengen, d. h. konstante Elektrometerschläge für ein und dieselbe Primärgeschwindigkeit, aber verschieden hohe Käfigspannungen, war *nicht* zu erreichen. Der Grund hierfür ist der, daß bei wachsender Potentialdifferenz zwischen Käfig und Ring die im hinteren Käfigraum erzeugten Träger im steigenden Maße durch das dünnrahtige Messingnetz hindurchgezogen und vom Ring abgefangen werden. Der Einfluß der Rekombination ist hiernach geringer als der Gewinn von Trägern aus der hinteren Kammer — auch bei den *höchsten* Käfigspannungen, bei denen die Möglichkeit der Wiedervereinigung in Freiheit gesetzter Elektronen mit den Trägern besonders groß ist; denn das in den Käfig eindringende Quantenbündel erfährt, wie der Kraftlinienverlauf zwischen dem Ring und seiner Umgebung erwarten läßt, schon von den Rändern der Blendenöffnung an eine Verengung, wodurch Rekombinationen begünstigt werden müssen. Sie werden um so zahlreicher sein, je kleiner der Querschnitt des Strahls, d. h. je höher das negative Potential

des Ringes gegen seine Umgebung ist. — Es handelte sich also darum, jene Käfigspannung auszuwählen, bei der möglichst *alle* im Raum *A* erzeugten Träger vom Ring abgefangen wurden und die außerdem den Vorteil bot, die gekennzeichneten Störungen auf ein Minimum zu beschränken. Auf Grund einer großen Reihe von Versuchen wurde bei allen weiteren Messungen — wie schon erwähnt — die Spannung + 20 Volt als günstigste Käfigspannung gewählt. Die hierher gehörigen Kurven wurden ohne Kühlung aufgenommen, hatten also mit der Bestimmung des Schwellenwertes dämpfereier Luft noch nichts zu tun. Ferner wurden Hülle und Käfig bei allen Trägermessungen auf das gleiche positive Potential geladen, damit zwischen der Wand der Blende *B* und der vorderen Käfigwand die Entstehung eines die Geschwindigkeit der herankommenden Quanten verändernden Feldes ausgeschlossen war.

Die so gewonnenen Kurven wurden übrigens noch nicht als absolut gültig aufgefaßt, sondern nur in bezug auf die Absolutwerte mit den Kosselschen Kurven kombiniert. Die Richtigkeit der Relativwerte ergab sich aus der Unabhängigkeit der Kurvenform von einer nicht allzu großen Änderung der angewandten Käfigspannung.

Die Beobachtungen über den *Einfluß des Druckes auf die Quantität der erzeugten Träger* lassen sich dahin zusammenfassen, daß für Strahlen von höherer Geschwindigkeit das (scheinbare) Wirkungsmaximum bei höheren Drucken liegt als für Strahlen von geringerer Geschwindigkeit. Das Resultat ist ohne weiteres aus der Absorption der Primärstrahlen verständlich.

Die Höhe des zu verwendenden Druckes mußte so gering wie möglich gewählt werden, um den Elektronen zwischen Platte und Netz die volle Geschwindigkeit entsprechend der gesamten Potentialdifferenz erteilen zu können. Geringe Drucke haben außerdem den Vorteil, die Rekombination im Meßraum zu verringern. Dementsprechend wurden für alle Gase mit Ausnahme des Wasserstoffs Drucke bis höchstens $40/10000$ mm Hg gewählt. (Beim Wasserstoff machte sich wegen der vergleichsweise geringen Wirkung die Wahl eines höheren Druckes nötig, als es galt, die Mindestgeschwindigkeit zu bestimmen.) Durch eine Reihe vergleichender Beobachtungen habe ich mich

davon überzeugt, daß ein weiteres Herabgehen auf niedrigere Drucke den gesuchten Grenzgeschwindigkeitswert nicht weiter beeinflusste.

Bei der Messung der in den Käfig gelangenden Menge von Primärstrahlen wurden Ring und Käfig mit dem Elektrometer verbunden, die Hülle dagegen geerdet. Alle Quantenkurven haben, wie aus der Fig. 2 ersichtlich ist, die charakteristische Eigentümlichkeit, daß sie sogar noch für 100 Volt verzögernder Plattenspannung positive Ordinaten aufweisen. Das scheint in Widerspruch zu stehen mit einer Beobachtung des

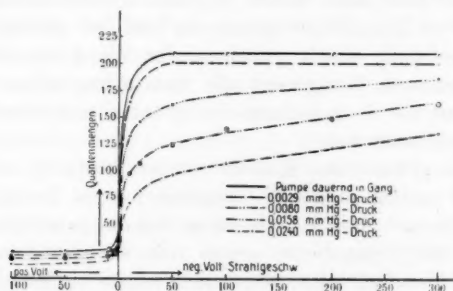


Fig. 2.

Hrn. Lenard¹⁾, daß bei einer positiven Spannung von 2,1 Volt an der bestrahlten Platte eine dauernde und nicht umkehrbare Auslösung von Quanten nicht mehr stattfindet. Es ist aber zu beachten, daß auch das *Netz* vor der berußten Messingplatte (das in der angeführten Beobachtung des Hrn. Lenard nicht vorhanden war) eine Quelle von Elektronenemission ist. Der Anteil der Netzelektronen an der Gesamtmenge aufgefangener Quanten wird offenbar dargestellt durch die Ordinate zwischen der Abszissenachse und dem untersten Kurventeil, der ihr nahezu parallel läuft. Diese Zusatzordinate muß selbstverständlich bei einer rechnerischen Verwertung der Kurven in Rücksicht gezogen werden. Der anfängliche Anstieg der Kurven für Strahlgeschwindigkeiten über Null hat seinen Grund darin, daß die seitliche diffuse Ausstrahlung von Quanten an

1) P. Lenard, Ann. d. Phys. 2. p. 359 ff. 1900.

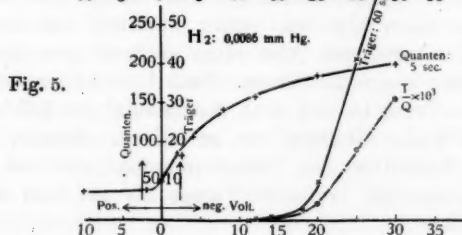
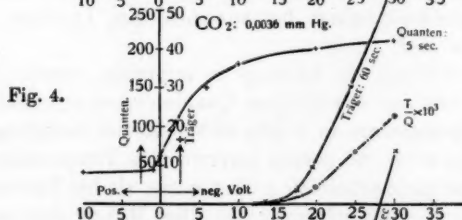
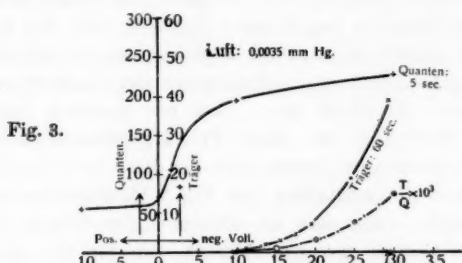
der Platte um so geringer ist, je größer die angelegte Spannung ist: der Strahl wird „steifer“. Ist volle Ausstrahlung erreicht, so bleibt die Zahl der in der Zeiteinheit entweichenden Elektronen innerhalb sehr weiter Grenzen unabhängig von der vorhandenen Spannung. Bei sehr niedrigen Drucken erhält man sehr *rasch* ansteigende Quantenmengen mit wachsender Primärgeschwindigkeit und Sättigung bei relativ niedriger Primärgeschwindigkeit; bei höheren Drucken wird der anfängliche Anstieg immer flacher und allmählicher, da bei ein und derselben Geschwindigkeit die Absorption der Quanten mit der Dichte wächst. Beachtet man, daß bei dauernd laufender Pumpe die Sättigung bei einer Primärgeschwindigkeit von etwa 50 Volt eintritt, so lassen sich für diese und die höheren Geschwindigkeiten unmittelbar aus Fig. 2 Quantenabsorptionskurven ermitteln, wenn man als Abszissen den Druck und als Ordinaten die Quantenmengen aufträgt, die für ein und dieselbe Strahlgeschwindigkeit bei verschiedenen Drucken beobachtet worden sind.

Um die *Wirkung der Kühlung* zu ermitteln, wurde je eine Trägerkurve mit der zugehörigen Quantenkurve mit und ohne Kühlung aufgenommen; es zeigte sich, daß die Ausschläge für die Träger (je nach der jeweils herrschenden Temperatur) *ohne* Kühlung meist ganz erheblich größer waren als bei Verwendung der Kohlensäure-Alkoholmischung. Die Menge der in den Käfig eindringenden Quanten erfuhr natürlich im letzteren Fall wegen der geringeren Absorption nach erfolgter Kondensation der Dämpfe eine Erhöhung. Nach $\frac{1}{2}$ stündiger Kühlung vor Beginn der Versuche und nach Ausnutzung des Kühlrohres für den Zweck der Kühlung bis zu seinem obersten Rand konnte das Verhältnis der Trägerordinaten mit und ohne Kühlung bei dauernd laufender Pumpe bis auf 0,35 herabgedrückt werden.

Daß diese Art und die Dauer der Kühlung genügte, um alle entstehenden Dämpfe zu kondensieren, ergab sich daraus, daß unter diesen Bedingungen das Verhältnis der Kurvenordinaten mit und ohne Kühlung völlig konstant wurde, während es vorher infolge des Temperatureinflusses auf die Dampfbildung merklich variierte.

Hiernach konnte die *Bestimmung der Mindestgeschwindigkeit*

vorgenommen werden. Zu bemerken ist hierbei, daß zur gegenseitigen Kontrolle Quanten- und Trägerkurven zu gleicher Zeit aufgenommen und die abgelesenen Zahlen mit einem willkürlich als normal betrachteten Wert dauernd und regelmäßig verglichen wurden. Auf diesem Wege hätten zufällig auftauchende Störungen erkannt werden müssen.



Für die definitiven Ergebnisse der Untersuchung, d. h. die zahlenmäßige Festlegung des „Schwellenwertes“, ist zu beachten, daß die vom ultravioletten Licht ausgelösten Quanten schon mit Anfangsgeschwindigkeiten begabt sind. Die in Betracht kommenden Normalkomponenten dieser Anfangsgeschwindigkeiten gehen bei Ruß nur bei einer geringen Zahl der Elek-

tronen über 0,5 Volt hinaus, bei den allermeisten ist sie kleiner. So beträgt, wie sich aus einer Beobachtungsreihe des Hrn. Lenard ermitteln läßt¹⁾, der Anteil der mit 0—0,4 Volt Eigengeschwindigkeit von der Platte entweichenden Elektronen an der Gesamtmenge 70 Proz., während nur 20 Proz. eine Anfangsgeschwindigkeit von 0,4—0,8 Volt und nur 5 Proz.

Fig. 6.

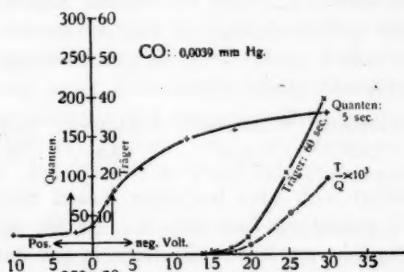


Fig. 7.

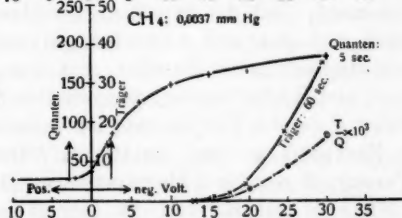
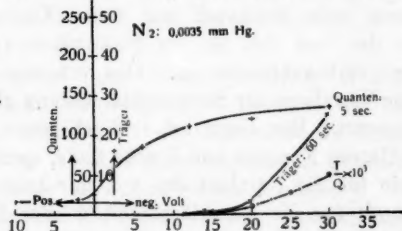


Fig. 8.



eine Anfangsgeschwindigkeit von 0,8—1,2 Volt besitzen. Betrachtet man 0,5 Volt als mittlere Geschwindigkeit, so hat man die Ordinatenachse bei den Kurven Figg. 3—8 parallel mit sich selbst um 0,5 Volt nach der negativen Seite hin zu

1) P. Lenard, Ann. d. Phys. 8. Fig. 2 (Kurve für Ruß). 1902.

verschieben, da unter dieser Voraussetzung einer an die Platte gelegten Spannung von x Volt immer eine wirksame Strahlgeschwindigkeit von $x + 0,5$ Volt entspricht. Der Anfangspunkt der Kurve, diejenige Stelle, wo sie zuerst merkliche Ordinatenwerte annimmt, ist dann die gesuchte Grenzgeschwindigkeit. Wir machen dann also *nicht* die von Hrn. Lenard provisorisch zu Hilfe genommene Annahme, daß die Menge der Sekundärstrahlung von Null an zuerst proportional sei dem Überschuß über die Grenzgeschwindigkeit. Sonach sind die Grenzgeschwindigkeiten:

	in Luft	Wasserstoff	Kohlensäure	Kohlenoxyd	Methan	Stickstoff
Volt:	9,5	11,5	12,5	14,5	13,5	11,8

Es bestätigt sich also bei allen diesen Stoffen die von Hrn. Lenard gefundene Tatsache, daß die Grenzgeschwindigkeit um 11 Volt herum liegt. Zugleich lassen die Ergebnisse aber auch erkennen, daß die verschiedenen Gase sich doch auch individuell verhalten und Abweichungen vom Mittelwert zeigen. Hierin stimmen meine Resultate mit den Angaben der Herren Franck und Hertz überein; den von diesen gefundenen Wert für Stickstoff (= 7,5 Volt) konnte ich indessen auch bei sorgfältigster Nachprüfung *nicht* bestätigen, während wir in bezug auf Wasserstoff recht gut übereinstimmen (11 Volt nach den Herren Franck und Hertz). Es scheint möglich, daß die Diskrepanz beim Stickstoff auf kleine Verunreinigungen durch Oxyde des von den Herren Franck und Hertz benutzten Gases zurückzuführen ist. Das von mir angewandte Rayleighsche Verfahren der Stickstoffdarstellung gilt allgemein als empfehlenswert. Der Umstand, daß ich einen *höheren* N_2 -Wert als die Herren Franck und Hertz finde, spricht übrigens von vornherein für die Reinheit des von mir benutzten Stickstoffs und damit für die Zuverlässigkeit meiner Bestimmung. Weiter ist folgendes zu beachten: die Herren Franck und Hertz geben als Mindestgeschwindigkeit des Sauerstoffs 9 Volt an, ich finde für Luft 9,5 Volt; nimmt man also die Sauerstoffbestimmung zu rund 9 Volt als richtig an, so ist durch den von mir gefundenen Wert für Luft, bei der eine Verunreinigung wohl nicht in Betracht kommt, auch die Richtigkeit meines Stickstoffwertes gestützt. Voraussetzung für diese Auseinander-

setzungen ist, daß die Sekundärstrahlung auch bei Gasgemischen eine additive Eigenschaft ist, was nach aller bisherigen Kenntnis durchaus anzunehmen ist.

II. Bestimmung der Primärgeschwindigkeit, die die maximale Menge der Sekundärstrahlen gibt.

1. *Die bereits vorliegenden Messungen:* Die Existenz eines Maximums der sekundären Kathodenstrahlung und dessen ungefähre Lage wurden von Hrn. Lenard bei seinen Beobachtungen langsamer Kathodenstrahlung mit Hilfe der Phosphoreszenz gleichzeitig mit der sekundären Kathodenstrahlung selber gefunden.¹⁾ Danach war das Maximum sekundärer Strahlung in der Nähe von 2000 Volt Primärgeschwindigkeit zu suchen.

Diese Bestimmung konnte — dem anderen Zwecke der Versuchsanordnung entsprechend — nur provisorischen Charakter tragen. In einer Veröffentlichung aus dem Jahre 1904²⁾ griff daher Hr. Lenard auf das Problem zurück und fand nach einer dem nunmehrigen Zweck dienenden Abänderung seines Apparats unter Beibehaltung der Methode ein Maximum der Sekundärstrahlung in Luft bei etwa 300 und in Kohlensäure bei etwa 500 Volt Primärgeschwindigkeit. Diese Versuche boten gegenüber den ersten Bestimmungen den Vorteil direkterer Beobachtung und außerdem den größeren Reinheit und mußten daher als weit zuverlässiger als die früheren Beobachtungen betrachtet werden.

Das *Gesamtbild der Sekundärstrahlung in Gasen* ist also nach Hrn. Lenard folgendes: Beträgt die primäre Geschwindigkeit weniger als der Mittelwert 11 Volt, so erfolgt keine merkliche Ausstrahlung sekundärer Quanten durch die auf das Gasmolekül aufprallenden Elektronen. Von 11 Volt an aber steigt die Zahl der sekundär ausgestrahlten Quanten plötzlich und rasch an; später wird dieses Ansteigen langsamer: die Kurve erreicht in der Nähe von rund 300 Volt ein Maximum, um dann, nach höheren Primärgeschwindigkeiten zu, allmählich zu fallen. Das Bild ist von allen Beobachtern,

1) P. Lenard, Ann. d. Phys. 12. p. 474ff. 1903.

2) P. Lenard, Ann. d. Phys. 15. p. 485ff. 1904.

die sich mit ähnlichen Untersuchungen befaßten, bestätigt worden.¹⁾

Hr. W. Kossel²⁾ findet, daß das Maximum der Sekundärstrahlung zwischen 200 und 300 Volt primär liegt, betont aber ausdrücklich die Unsicherheit dieses Wertes. Daß aber das Optimum der Sekundärstrahlung wenigstens *dicht* bei 200 oder

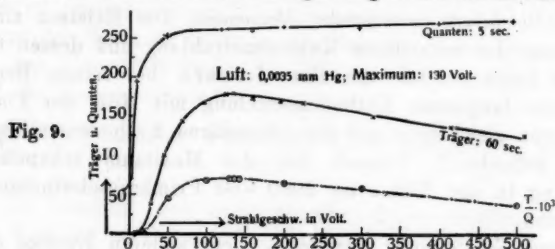


Fig. 10.

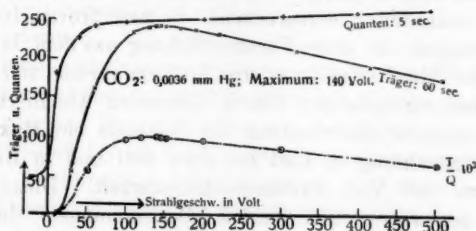
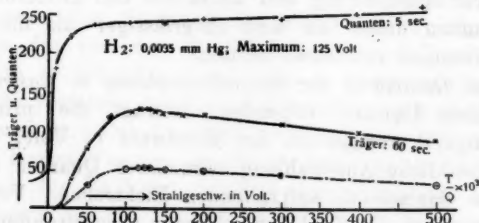


Fig. 11.



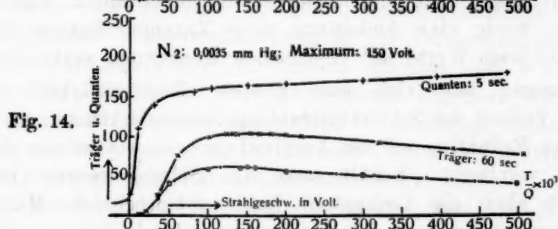
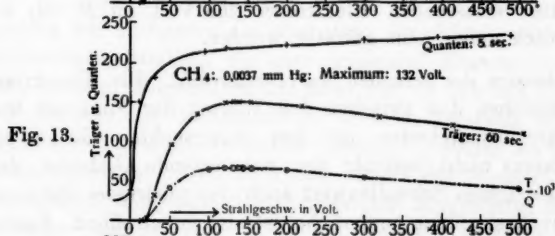
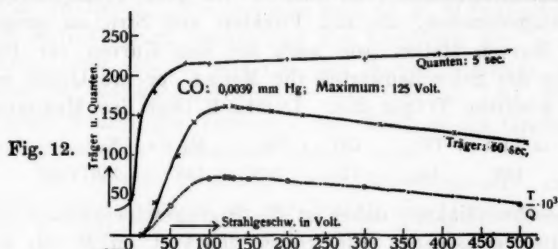
300 Volt Primärgeschwindigkeit liegt, zeigte die Wirkung des 500-Voltstrahls, die dem 200- resp. 300-Voltstrahl gegenüber

1) Vgl. hierzu S. Bloch, Heidelberger Dissertation, p. 29; auch Ann. d. Phys. 38. p. 559. 1912. Die Arbeit befaßt sich mit schnellsten Strahlen (jenseits des Optimums) nach eigenen Versuchen des Autors mit Berücksichtigung der gesamten Literatur (absolutes Maß).

2) W. Kossel, Ann. d. Phys. 37. p. 406. 1912.

etwa nur die Hälfte betrug. Hr. Kossel maß auch die Menge sekundärer Strahlung in der Nähe des Optimums in absoluten Einheiten (pro Quant primär und 1 cm Weglänge bei Einheitsgasdruck).

2. *Eigene Untersuchungen.* Bei meinen eigenen Messungen, die mit der im 1. Teil beschriebenen Versuchsanordnung und



allen dort angeführten Vorsichtsmaßregeln ausgeführt wurden, konnte ich zunächst den sehr beträchtlichen Einfluß geringster Druckschwankungen auf die genaue Bestimmung des Maximums feststellen. Nahm der Druck auch nur ganz wenig zu, so verschob sich das *scheinbare* (durch Absorption beeinflusste) Maximum nach den höheren Strahlgeschwindigkeiten. Es war also unbedingt auf Konstanz des Druckes zu achten, wenn ein einwandfreies Meßresultat erzielt werden sollte.

Um Unabhängigkeit von der Lampenkonstanz zu erzielen, wurden alle Messungen auf einen Normalwert bezogen und zur Sicherstellung der Resultate gehäufte Messungen in der Nähe des Maximums vorgenommen.

Die Figg. 9—14 enthalten die Meßresultate. Primärstrahlen- und Sekundärstrahlenkurven sind in der oben beschriebenen Weise aufgenommen, die mit Punkten und Strichen ausgeführten Kurven stellen (wie auch bei den Kurven zur Bestimmung des Schwellenwertes) die Menge der pro Quant erzeugten positiven Träger dar. Demnach liegt das Maximum

	in Luft	CO ₂	CO	CH ₄	H ₂	u. N ₂
bei	130	140	125	132	125	150 Volt

Primärgeschwindigkeit; dabei ist die Eigengeschwindigkeit der die Platte verlassenden Elektronen (0,5 Volt im Mittel) als unwesentlich außer acht gelassen worden.

Diskussion des gesamten Kurvenmaterials. Die Kurven ergeben zunächst, daß zwischen den Werten der Minimal- und Optimalgeschwindigkeiten bei den untersuchten Gasen ein Parallelismus nicht besteht; der naheliegende Gedanke, daß einem niedrigeren Schwellenwert auch das niedrigere Optimum der Sekundärstrahlung entspräche, ist also unzutreffend. Ferner ist ebensowenig eine Andeutung eines Zusammenhanges der ausgezeichneten Werte mit chemischen Konstanten vorhanden.

Dagegen läßt sich eine gewisse Regelmäßigkeit im äußeren Verlauf des Sekundärstrahlenprozesses erkennen, wenn man eine Reduktion auf ein Vergleichsgas — wir wählen die Luft — vornimmt. Behält man die „Schwellenwerte“ bei, reduziert aber die Ordinaten durch entsprechende Multiplikationen, indem man den Maximalwert der Luft = 1 setzt, auf das Vergleichsgas, so zeigt sich — abgesehen von Wasserstoff — daß der Abfall jenseits des Maximums um so steiler erfolgt, je kleiner der Molekulardurchmesser des Gases ist. Der Wasserstoff nimmt weniger rasch ab als dieser Regel entspräche. Ich beziehe mich hierbei auf die Millikanschen Zahlen¹⁾:

1) Millikan, Phys. Review, Vol. XXXII, p. 349 ff. 1911.

H ₂	2,28 · 10 ⁻⁸ cm,
CO	2,89 · 10 ⁻⁸ cm,
Luft	2,99 · 10 ⁻⁸ cm,
N ₂	3,06 · 10 ⁻⁸ cm,
CO ₂	3,11 · 10 ⁻⁸ cm.

Der Wert für CH₄ ist in dieser Zusammenstellung leider nicht zu finden. Rechnet man nach O. E. Meyers Angaben¹⁾ auf Millikan um, indem man das Verhältnis der Molekular-durchmesser von H₂ und CH₄ bei Meyer zugrunde legt, so wäre der Molekulardurchmesser des Methans 1,34 · 10⁻⁸ cm; danach würde das Verhalten des Methans als Grenzkohlen-wasserstoff dem Wasserstoff analog sein.

Im Bereich zwischen dem „Schwellenwert“ und dem „Strahlungsmaximum“ — wir denken uns hierbei die Kurven auf denselben Anfangswert 9,5 Volt verschoben — ist der Anstieg der Luftkurve am flachsten; ihr folgen mit deutlich zunehmender Steilheit die entsprechenden Kurven von Stickstoff, Methan, Kohlensäure und Kohlenoxyd, während die Kurve des Wasserstoffs anfänglich in kleinem Intervall auffallend flach, dann aber um so steiler verläuft — steiler als jede der übrigen Kurven. Also auch hier nimmt der Wasserstoff eine Ausnahmestellung ein. Durch mehrfach ausgeführte Kontrollversuche habe ich mich überzeugt, daß der anfänglich flache Anstieg der Wasserstoffkurve nicht auf Verunreinigungen des Gases zurückzuführen ist, sondern offenbar dem Wasserstoff als charakteristische Eigentümlichkeit zugehört. Die zur Wasserstoffdarstellung verwendeten Materialien waren völlig rein — insbesondere war in dem entwickelten Wasserstoff nicht die geringste Spur Arsenwasserstoff nachweisbar.

Bemerkenswert ist, daß der Anstieg von Luft, N₂, CH₄, CO₂ und CO nicht jene einfache Beziehung zum Molekular-durchmesser zeigt wie die jenseits des Maximums liegenden Kurvenäste. Man sieht daraus, daß Primärstrahlen von geringer Geschwindigkeit sich den einzelnen Molekülsorten gegenüber individueller verhalten als schnell bewegte Elektronen. Diese Schlußfolgerung hat ihr Analogon in den Absorptionserscheinungen von Kathodenstrahlen, die von Hrn. Lenard eingehend untersucht wurden.

1) O. E. Meyer, Kin. Gastheorie, p. 322. 1899.

Hr. W. Kossel¹⁾ findet aus seinen Versuchen unter Verwertung der von Hrn. Lenard²⁾ ermittelten Absorptionskurve, daß die Sekundärmenge pro gaskinetischer Durchquerung (1 mm Hg-Druck und 1 cm Weglänge) für einen 500-Voltstrahl 0,2 beträgt. Legt man diese Zahl, die gegenüber den entsprechenden Werten von 200- und 300-Voltstrahlen zuverlässiger zu sein scheint, meinen Beobachtungen zugrunde, so ergeben sich für die Sekundärmenge pro gaskinetischer Durchquerung bei der Maximalstrahlung der einzelnen Gase die in der folgenden Tabelle enthaltenen Werte (Spalte 4).

1 Gas	2 Schwellenwert	3 Strahlgs.- maximum	4 Sek.-Menge progask. D.	5 absol. Gew. des Mol.	6 Sekundär- menge: Gew. d. Mol.
Luft	9,5 Volt	130 Volt	0,33	$49,2 \cdot 10^{-24}$ g	$0,67 \cdot 10^{22}$
H ₂	11,5 „	125 „	0,25	$3,4 \cdot 10^{-24}$ g	$7,4 \cdot 10^{22}$
N ₂	11,8 „	150 „	0,281	$47,4 \cdot 10^{-24}$ g	$0,60 \cdot 10^{22}$
CO ₂	12,5 „	140 „	0,447	$74,4 \cdot 10^{-24}$ g	$0,60 \cdot 10^{22}$
CH ₄	13,5 „	132 „	0,295	$27,2 \cdot 10^{-24}$ g	$1,08 \cdot 10^{22}$
CO	14,5 „	125 „	0,294	$47,4 \cdot 10^{-24}$ g	$0,62 \cdot 10^{22}$

Die Tabelle zeigt, daß die Werte der Spalte 4 in keinerlei durchsichtigem Zusammenhang mit den charakteristischen Werten der Spalten 2 und 3 zu stehen scheinen. Dagegen ist eine Andeutung einer Beziehung zu den absoluten Gewichten (also auch den Molekulargewichten) der in Frage kommenden Moleküle unverkennbar. Die Proportionalität ist nicht streng; insbesondere fällt wieder der Wasserstoff aus der Reihe heraus, indem er viel mehr wirksame gaskinetische Durchquerungen aufweist als dem absoluten Gewicht seines Moleküls im Vergleich zu den übrigen Molekülsorten entspricht. Hr. W. Kossel fand, daß Wasserstoff unter dem Einflusse eines 1000-Voltstrahles fast genau das Vierfache der Sekundärstrahlung gibt, die sein spezifisches Gewicht erwarten ließe. Nach meinen Versuchen ist das Strahlungsvermögen des Wasserstoffes bei der Einwirkung eines 125-Voltstrahles noch viel größer — rund 12 mal so groß als dem absoluten Gewicht seines Moleküls entspräche. Nimmt man hierzu die

1) W. Kossel, l. c.

2) P. Lenard, Ann. d. Phys. 12. 1903.

Beobachtung des Hrn. Strutt¹⁾ mit β -Strahlen des Radiums, nach denen die Abweichung der sekundären Wasserstoffstrahlung von der Massenproportionalität den 2,3-fachen Betrag des normalerweise zu erwartenden ausmacht, so erkennt man, daß — analog der Absorption des Wasserstoffs — der Unterschied seines Strahlungsvermögens von der Massenproportionalität mit fallender Primärgeschwindigkeit wächst.²⁾

Daß das Methan einen etwas höheren Wert zeigt, ist wegen der vier Wasserstoffatome seines Moleküls nicht verwunderlich, denn da das Sekundärstrahlungsvermögen (ähnlich wie es zuerst für die Absorption erkannt wurde) eine additive Eigenschaft ist, so ist für Methan als Grenzkohlenwasserstoff ein höherer Wert von vornherein zu erwarten. Die oben erwähnte Proportionalität hat übrigens auch schon Hr. Kossel³⁾ an der Wirkung eines 1000-Voltstrahles feststellen können.

III. Absorptionsmessungen an Kathodenstrahlen geringer Geschwindigkeit.

Über die Absorption von Kathodenstrahlen verschiedener Geschwindigkeiten hat Hr. Lenard eingehende und umfangreiche Untersuchungen angestellt. Die Frucht der ersten Versuche war die Aufstellung des in erster Annäherung geltenden Gesetzes von der Massenproportionalität⁴⁾, welches besagt, daß nicht die chemische Natur, sondern die *Masse* der Körper für die Absorption beim Durchgang von Kathodenstrahlen maßgebend ist. Doch stellte Hr. Lenard damals fest, daß z. B. Wasserstoff *mehr* absorbiert als seinem Gewicht entspricht. Dieses individuelle Verhalten ist jedoch nicht nur dem Wasserstoff eigen, wie die Herren A. Becker und J. Silbermann⁵⁾ gezeigt haben; es tritt bei *geringen* Strahl-

1) Strutt, Phil. Trans. A. p. 196. 1901.

2) Vgl. hierzu P. Lenard, Ann. d. Phys. 12. 1903. Tab. XXXVI, p. 732; danach ist das spezifische Absorptionsvermögen des Wasserstoffs (cm^{-1} bei 1 mm Hg-Druck) für einen 100 Voltstrahl 6,01, für einen 1000-Voltstrahl 1,2 — beide Male rund $\frac{1}{2}$ von dem der Luft (statt $\frac{1}{14}$ nach der Dichte).

3) W. Kossel, l. c.

4) P. Lenard, Wied. Ann. 56. 1895; auch Nobelvortrag. Barth, Leipzig 1906.

5) Über die Abweichungen vom Massenproportionalitätsgesetz vgl. A. Becker, Ann. d. Phys. 17. p. 388. 1905 u. J. Silbermann, Heidelberger Diss. 1912.

geschwindigkeiten viel deutlicher in die Erscheinung als bei hohen, für deren Absorption in erster Annäherung *nur* die Masse des absorbierenden Mediums von bestimmender Bedeutung ist.¹⁾ So absorbieren z. B. Argon und Luft bei 4000 Volt Geschwindigkeit noch nach der Reihenfolge ihrer Dichten, sie wechseln aber ihre Plätze bei geringeren Geschwindigkeiten. Nach den Untersuchungen des Hrn. Lenard ist es bekannt, daß bei Geschwindigkeiten von ca. 10 Volt nicht mehr die Masse, sondern die vorhandene Querschnittsumme der *Moleküle* die Größe der Absorption bedingt (nachgewiesen an Argon, Luft, Kohlensäure und Wasserstoff).

Der Gang der Absorption ist nach Hrn. Lenard folgender: Sinken die Strahlgeschwindigkeiten von den größten zu immer kleineren, so wächst die Absorption in steigendem Maße; sinkt z. B. die Geschwindigkeit von der des Lichts auf ein Hundertstel Lichtgeschwindigkeit herab, so wird das Absorptionsvermögen um mehr als das Millionenfache erhöht. Nähert sich aber die Strahlgeschwindigkeit der Null, so tritt zuvor ein Wendepunkt ein, indem das Absorptionsvermögen gewissen, durch die Molekülquerschnitte gegebenen Grenzwerten zuzustreben scheint.

In diesem Bild sind auch die Untersuchungen verwertet, die sich auf die Eigenschaften der β -Strahlen radioaktiver Elemente und auf die Nordlichtstrahlen²⁾ beziehen.

Hr. J. Robinson³⁾, der später ebenfalls Absorptionsmessungen (im Bereich von 3,2—1650 Volt in Sauerstoff, Stickstoff, Wasserstoff und Kohlenoxyd) vornahm, konnte die Ergebnisse des Hrn. Lenard mit Ausnahme der auf Wasserstoff bezüglichen quantitativ aufs beste bestätigen. Bei der Diskussion der Absorptionstheorien von J. J. Thomson und P. Lenard zeigt sich nur die Lenardsche Auffassung in Übereinstimmung mit der Erfahrung.

Eigene Absorptionsmessungen. Meine Untersuchungen bezogen sich auf die Absorption von Strahlen geringster Geschwindigkeit (unter 3 Volt), worüber noch keine Messungen vorliegen. Das Versuchsgas war atmosphärische Luft.

1) P. Lenard, Ann. d. Phys. 12. p. 714. 1903.

2) P. Lenard, Heidelberger Akad. d. Wiss., math.-nat. Kl. 1911, 12. Abhandlung, p. 9.

3) J. Robinson, Ann. d. Phys. 31. p. 769. 1910.

Um den störenden Einfluß der vom Netz emittierten Elektronen zu eliminieren, wurde zunächst das Netz von der zu bestrahlenden Platte entfernt, alle übrigen Einrichtungen im Versuchsrohr aber beibehalten. Dann wurde die Platte mit der Erde verbunden und in der beschriebenen Weise bestrahlt, wodurch Elektronen ausgelöst wurden, die nach einer früheren Bemerkung zu 70 Proz. mit 0—0,4 Volt Anfangsgeschwindigkeit, zu 25 Proz. mit 0,4—0,8 Volt und zu 5 Proz. mit 0,8 bis 1,2 Volt Anfangsgeschwindigkeit begabt sind. Der bei der Verwendung dieses Geschwindigkeitsintervalls ermittelte Absorptionskoeffizient kann daher nur ein Durchschnittswert sein, der um so sicherer wird, je mehr man durch geeignete Gegenspannungen den Bereich der Quanteneigengeschwindigkeiten einengt. Die folgende Tabelle gibt eine Meßreihe wieder, die ohne Anwendung einer Gegenspannung ermittelt wurde; bestrahlte Platte: 0 Volt.

	Druck in mm Hg	Ausschlag in mm Skalentellen pro 15 Sekunden
1	0,0028	93
2	0,0019	97
3	0,0012	100
4	0,0008	103
5	0,0005	106

Nun erfolgt die Absorption bekanntlich nach einem Exponentialgesetz, derart, daß wenn I_0 die Gesamtintensität der ausgestrahlten Elektronen, I die beobachtete Menge, α den Absorptionskoeffizienten, p den Druck in mm Hg und x die Entfernung der Elektronenquelle vom Auffangekäfig bedeutet, die Beziehung besteht (x im Versuch = 2 cm):

$$I = I_0 \cdot e^{-\alpha p x}, \text{ woraus für } \alpha \text{ der Wert folgt}$$

$$\alpha = \frac{\log I_2 - \log I_1}{x \cdot \log e \cdot (p_1 - p_2)}.$$

Kombiniert man in der obigen Tabelle je zwei beobachtete Wertepaare I und p und bildet man aus sämtlichen fünf Beobachtungen den Mittelwert, so erhält man als mittleren Absorptionskoeffizienten den Wert $\alpha = 30,5 \text{ cm}^{-1}$. Eine andere Meßreihe lieferte aus vier Beobachtungen den Mittelwert

$\alpha = 30,9 \text{ cm}^{-1}$. Hr. Lenard fand nun für 4-Voltstrahlen den korrigierten Mittelwert $\alpha = 31,4 \text{ cm}^{-1}$. Demnach gilt also die von Hrn. Lenard gefundene annähernde Konstanz des absorbierenden Querschnittes auch für eine Gesamtheit von Strahlen, deren Geschwindigkeit zwischen 0 und 1,2 Volt variiert.

Nun konnte aber die Zuverlässigkeit dieser Messungen dadurch beeinflusst werden, daß in den Käfig bereits absorbierte Elektronen in Form von negativen Trägern eindringen und die Absorption zu gering erscheinen ließen.¹⁾ Die ganz geringe Gegenspannungen von nur 0,06 Volt würde aber genügen, um diese negativen Träger zurückzuhalten. Da nämlich das absolute Gewicht eines Luftmoleküls $= 49,2 \cdot 10^{-24} \text{ g}$ und dessen Molekulargeschwindigkeit $= 485 \text{ m/sec}$ beträgt, so ist seine kinetische Energie und damit auch die eines negativen Trägers (die Masse des Elektrons wird als verschwindend außer acht gelassen) $E = 5,79 \cdot 10^{-14} \text{ Erg}$. Aus der Beziehung $\frac{m}{2} \cdot v^2 = 5,79 \cdot 10^{-14} \text{ Erg}$, worin m die Masse des Elektrons $= 0,95 \cdot 10^{-27}$ im CGS-System und v seine Geschwindigkeit bedeutet, folgt dann, daß bei einer der Geschwindigkeit $v = 1,1 \cdot 10^7 \text{ cm/sec}$ entsprechenden negativen Gegenspannung von 0,06 Volt die negativen Träger den Käfig nicht mehr erreichen würden. Im Versuch wurde $\frac{1}{5}$ Volt Gegenspannung angewandt. Dadurch wurden nicht nur die negativen Träger vom Auffangekäfig zurückgehalten, sondern auch eine kleine Einschränkung des Geschwindigkeitsbereiches der die belichtete Platte verlassenden Elektronen um 0,2 Volt erzielt. Es ergab sich als mittlerer Absorptionskoeffizient $\alpha = 33,1 \text{ cm}^{-1}$. Eine Gegenspannung von $\frac{1}{10}$ Volt lieferte nahezu dasselbe Resultat. Für 2- und 3-Voltstrahlen (genauer: für Strahlen im Geschwindigkeitsbereich 2 resp. 3 Volt + lichtelektrische Anfangsgeschwindigkeit der Quanten) ergaben sich die Werte $\alpha = 30,1$ resp. $\alpha = 31,9 \text{ cm}^{-1}$.

Man sieht, daß alle diese Bestimmungen um einen Mittelwert von rund 31 schwanken. In Verbindung mit den Lenardschen Ergebnissen ergibt sich also auch für die Strahlen im Geschwindigkeitsbereich 0—3 resp. 0—4,2 Volt Konstanz

1) Vgl. hierzu die Diskussion der Fehlerquellen bei P. Lenard l. c. 1903.

des absorbierenden Querschnittes, die nach den bis 4 Volt herabgehenden Versuchen von Hrn. Lenard sehr wahrscheinlich war, jetzt aber bis etwa 0,5 Volt herab sichergestellt ist.¹⁾ Letztere Grenze der von mir untersuchten Geschwindigkeiten ergibt sich daraus, daß die äußeren lichtelektrischen Anfangsgeschwindigkeiten nicht einheitlich, sondern von der mittleren Größe 0,5 Volt sind.²⁾

IV. Zusammenstellung einiger Ergebnisse.

1. Es wurden die zur *Auslösung sekundärer Kathodenstrahlen notwendigen niedrigsten Primärgeschwindigkeiten* für sechs verschiedene Gase ermittelt und folgende Werte gefunden:

für Luft	H ₂	N ₂	CO ₂	CH ₄	CO
9,5	11,5	11,8	12,5	13,5	14,5 Volt

Primärgeschwindigkeit. Das sind also die genaueren, für die verschiedenen Gase individuellen Werte der von Hrn. Lenard bereits 1902 bestimmten „11-Voltgrenze“. Der von den Herren Franck und Hertz für Stickstoff gefundene abweichende Wert ist wahrscheinlich einer Verunreinigung des von den Herren Franck und Hertz benutzten Gases zuzuschreiben.

2. *Das Optimum der Sekundärstrahlung*, dessen Existenz von Hrn. Lenard gefunden, dessen genaue Lage aber bisher noch niemals bestimmt worden war, ergab sich:

für Luft	H ₂	N ₂	CO ₂	CH ₄	CO
bei 130	125	150	140	132	125 Volt

Primärgeschwindigkeit.

3. a) *Jenseits des Strahlungsoptimums*, also nach höheren Primärgeschwindigkeiten zu, erfolgt, bezogen auf dieses Maximum, bei den untersuchten Gasen der Intensitätsabfall um so rascher, je kleiner der Radius der betreffenden Gasmoleküle ist.

3. b) *Wasserstoff* weicht von dieser Regel ab, indem sein Sekundärstrahlungsvermögen langsamer abnimmt als seinem Molekularradius entspricht.

4. a) *Im Bereich zwischen der zur Auslösung sekundärer Kathodenstrahlen notwendigen niedrigsten Primärgeschwindigkeit*

1) Dieses Resultat wurde bereits in den Ann. d. Phys. 40. p. 391. 1913 von Hrn. Lenard bekannt gegeben.

2) Vgl. P. Lenard, Ann. d. Phys. 8. Fig. 2. 1902.

und dem Optimum sekundärer Kathodenstrahlung läßt sich ein gesetzmäßiger Zusammenhang zwischen Sekundärstrahlung und den näher liegenden Körperkonstanten noch nicht erkennen. Die Gase verhalten sich ganz individuell.

4. b) In diesem Bereich tritt wiederum die *Ausnahme-stellung des Wasserstoffes* zutage: seine Sekundärstrahlungskurve steigt nach anfänglich flachem Verlauf viel rascher an als irgend eine entsprechende Kurve eines anderen Gases.

5. a) Im Strahlungsoptimum ist die *Sekundärmenge pro gaskinetischer Durchquerung* dem absoluten Gewicht des Moleküls proportional (also der durchquerten Masse, ohne Rücksicht darauf, woraus diese besteht).

5. b) *Wasserstoff* zeigt rund den zwölffachen Betrag derjenigen Menge, die der für die übrigen Gase (mit Ausnahme des Methans) geltenden Beziehung entspricht. Die Abweichung seines Sekundärstrahlungsvermögens wächst — im Bereich zwischen 125-Voltstrahlen und β -Strahlengeschwindigkeit — mit sinkender Primärgeschwindigkeit.

6. Die *Absorptionskoeffizienten von Kathodenstrahlen sehr geringer Geschwindigkeit* (0,5 bis 3 resp. 4,2 Volt) in Luft lassen in diesem Geschwindigkeitsintervall auf Konstanz des absorbierenden Querschnittes schließen. Hiernach wird die von Hrn. Lenard bereits 1903 für mehrere Gase zwischen 8 und 4 Volt nachgewiesene Konstanz nun auch für alle Gase bis ca. 0,5 Volt herab sehr wahrscheinlich.

Die vorliegende Arbeit wurde im physikalisch-radio-logischen Institut der Universität Heidelberg auf Anregung und unter ständiger Leitung von Hrn. Geh. Rat Lenard ausgeführt. Ich erfülle eine angenehme Pflicht, wenn ich meinem hochverehrten Lehrer, Hrn. Geh. Rat Lenard, für die freundliche Förderung und liebenswürdige Unterstützung meinen herzlichsten Dank ausspreche. Desgleichen danke ich herzlichst Hrn. Privatdozenten Dr. Ramsauer für seine Ratschläge und Winke, die für mich eine wertvolle Hilfe bedeuteten.

(Eingegangen 30. April 1914.)

**2. Ein- und mehrwertige Linien des Aluminiums,
Schwefels, Chlors, Jods und Stickstoffs
in den Kanalstrahlen;
von J. Stark und R. Künzer.**

Inhalt: Einleitung. — § 1. Problem. — § 2. Methoden. — Spektrum des Aluminiums. — § 3. Spezielle Methoden. — § 4. Dupletserien. — § 5. Funkenlinien. — § 6. Weitere Bogenlinien des Aluminiums. — § 7. Resultate über das Al-Spektrum. — Spektrum des Schwefels. — § 8. Spezielle Methoden. — § 9. Die verschiedenen Linienspektren des Schwefels. — § 10. Zerstreuung und bewegte Intensität in den S-Kanalstrahlen. — § 11. Vergleich der Kanalstrahlenbilder der Bogen- und Funkenlinien des Schwefels. — § 12. Zuordnung der verschiedenen Spektren des Schwefels. — § 13. Resultate über das Schwefelspektrum. — Spektrum des Chlors. — § 14. Spezielle Methoden. — § 15. Bogen- und Funkenpektrum des Chlors. — § 16. Vergleich der Kanalstrahlenbilder der Bogen- und Funkenlinien des Chlors. — § 17. Kanalstrahlenverhalten der „scharfen“ und „unscharfen“ Cl-Funkenlinien. — § 18. Resultate über das Chlorspektrum. — § 19. Bogen- und Funkenlinien des Jods. — Spektrum des Stickstoffs. — § 20. Liniengruppen des Stickstoffs. — § 21. Kanalstrahlenbilder ein-, zwei- und dreiwertiger Stickstofflinien. — § 22. Resultate über das Stickstoffspektrum.

Einleitung.

§ 1. Problem. Wie bereits in mehreren Untersuchungen¹⁾ festgestellt worden ist, besitzen die verschieden positiv geladenen Atomionen eines chemischen Elements verschiedene Spektra; durch die Abtrennung eines Elektrons vom neutralen Atom,

1) J. Stark, A. Fischer u. H. Kirschbaum, Das Spektrum des einwertigen und das Spektrum des zweiwertigen Heliumatomions in den Kanalstrahlen. Ann. d. Phys. 40. p. 499. 1913; J. Stark, G. Wendt, H. Kirschbaum u. R. Künzer, Ein- und mehrwertige Linien des Aluminiums, Argons und Quecksilbers in den Kanalstrahlen. Ann. d. Phys. 42. p. 241. 1913; J. Stark, G. Wendt u. H. Kirschbaum, Bogen- und Funkenlinien des Sauerstoffs in den Kanalstrahlen. Phys. Zeitschr. 14. p. 770. 1913.

vom positiv ein- oder zweiwertigen Atomion erfahren gewisse im Atom verbleibende Elektronen eine durchgreifende Änderung der ihnen eigentümlichen Frequenzen. Diese Erscheinung besitzt eine so grundlegende Bedeutung, daß es notwendig ist, ihre Wirklichkeit durch ausgedehnte Beobachtungen an Elementen aus verschiedenen Vertikalreihen des periodischen Systems zu erweisen.

Zur Stützung früherer Untersuchungen über das Aluminium teilen wir darum hier Beobachtungen über das Ultraviolette dieses Elements mit.

Um die Resultate über die merkwürdigen zahlreichen spektralanalytischen Eigenschaften des Sauerstoffs in gewisser Weise durch Analogie nachzuprüfen, haben wir den ihm chemisch nahestehenden Schwefel einer spektralanalytischen Untersuchung unterworfen.

Da bis jetzt hauptsächlich elektropositive Elemente auf die Spektren ihrer positiven Atomionen in den Kanalstrahlen untersucht worden sind, so war es notwendig, diese Untersuchungen auch auf elektronegative Elemente, vor allem auf Haloide auszudehnen. Unter diesem Gesichtspunkt haben wir Chlor und Jod in die vorliegende Arbeit einbezogen.

Um auch die spektralanalytischen Verhältnisse bei einem Element der Vertikalreihe des Stickstoffs von dem hier eingenommenen Standpunkt aus zu beleuchten, haben wir endlich auch dieses Element nach unseren Methoden in den Kanalstrahlen untersucht.

Es mag sein, daß unsere Folgerungen aus dem Beobachtungsmaterial nicht in allen Punkten das Richtige getroffen haben. Ein Resultat freilich erscheint uns experimentell über jeden Zweifel sichergestellt, nämlich das Resultat, daß die Bogen- und die Funkenlinien eines Elements verschiedene Träger haben; denn der Unterschied in dem Verhalten der zwei Arten von Linien in den Kanalstrahlen bei allen untersuchten Elementen ist so tiefgreifend, daß eine andere Folgerung ausgeschlossen erscheint.

Wie wir die zu untersuchenden Elemente nicht auf Gerätewohl, sondern nach theoretischen Gesichtspunkten ausgewählt haben, so wollten wir hier auch nicht das umfangreiche Beobachtungsmaterial, das uns unsere Spektrogramme

in die Hand gaben, mitteilen, da uns die Häufung von Beobachtungsmaterial ohne theoretische Gesichtspunkte eher schädlich als nützlich erscheint. Gleichwohl wollten wir denjenigen Teil unserer Beobachtungen, welcher für die Beantwortung der Frage nach den Trägern von Spektren bedeutsam ist, ausführlich mitteilen, um dem Leser das Material zu liefern, sich unabhängig und vielleicht abweichend von unseren Folgerungen eine Meinung zu bilden.

§ 2. Methoden. In der vorliegenden Untersuchung wurden lediglich Prismenspektrographen verwandt, und zwar für das Sichtbare ein an anderer Stelle¹⁾ beschriebener Glasspektrograph.

Außer den Arbeiten im Sichtbaren wurde im Falle des Al auch das Ultraviolett der Untersuchung unterworfen, zu welchem Zweck die Verwendung eines großen Hilgerschen Quarzspektrographen statthatte. Leider befriedigte dessen Zeichnung nur wenig, so daß bei den Aufnahmen unter Verzicht auf Ausnutzung der Objektive mit kleiner Blende gearbeitet werden mußte.

Im Arbeitsraume wurde ständig für gleiche Temperatur gesorgt und ihre Aufrechterhaltung an Hand eines Thermographen überwacht. Als photographische Platten wurden verwandt: im Sichtbaren Agfa-Extrarapid, im Ultraviolett Schleußnerplatten, die ausnahmslos mit Rodinal 1:10 unter Bromkalizusatz entwickelt wurden und deren Schwärzungsmessungen mit einem Hartmannschen Mikrophotometer ausgeführt worden sind. Soweit nötig, wurde als Vergleichsspektrum das Helium benutzt, das in Verbindung mit anderen bekannten Linien zur Orientierung völlig ausreichte. Ohnehin war die Neubestimmung von Wellenlängen nicht Gegenstand der Arbeit; es wurden vielmehr für Cl und S die vorzüglichen Arbeiten von Eder und Valenta²⁾, für Al die von Exner und Haschek³⁾ zugrunde gelegt.

Bezüglich der Festlegung der Stelle der „ruhenden“ Linie, die auf allen folgenden Photogrammen naturgemäß anzugeben

1) J. Stark, A. Fischer u. H. Kirschbaum, Ann. d. Phys. 40. p. 508. 1913.

2) J. M. Eder und E. Valenta, Beiträge zur Photochemie und Spektralanalyse, Wien 1904.

3) F. Exner und E. Haschek, Tabellen der Funkenlinien, Wien 1902.

war, sei noch bemerkt, daß ihre Lage stets durch Anschlußmessung an passende Grundlinien gesichert wurde. Als solche waren besonders die Linien des Heliums geeignet, die ja den Ausführungen des § 3 zufolge durchgängig auf den Spektrogrammen vorhanden waren. Auch einige Hg-Linien konnten z. B. im Falle des Chlors verwendet werden.

Hinsichtlich der Form und Aufstellung entsprachen die verwendeten Kanalstrahlenröhren denjenigen, welche in früheren Arbeiten¹⁾ benutzt wurden (Länge des Kanalstrahlenraumes 12, Elektrodenabstand [Al] 12 cm, äußerer Rohrdurchmesser etwa 5,5 cm). Das Ende der Röhre war durchweg rund verblasen und wurde nur zu Zwecken der ultravioletten Al-Beobachtungen mit einer aufgekitteten Quarzscheibe geschlossen. Zur Regelung des Gasinhaltes wies die Röhre im ganzen vier Seitenansätze auf: je eine Zuleitung zur Pumpe und dem Heliumvorratsgefäß, ferner an der Unterseite zwei kurze etwa 12 cm tiefe Ansätze. Von diesen diente der eine, an der Anode gelegene, dazu, die eingebrachten festen Substanzen aufzunehmen, welche auf diese Art vom Einfluß der Glimmstromwärme frei und in ihrer Dampfzufuhr zur Haupt- röhre von äußerer Heizung allein abhängig gelagert waren. Diese Anordnung bewährte sich deswegen insbesondere, weil bei der Anwendung der neuen „Heliumtechnik“ durchweg nur geringe Partialdrucke des zu untersuchenden Hauptgases zuzulassen waren.

Die im vorliegenden Falle für einige Elemente gestellte Aufgabe bedingte die Anwendung verschieden hoher Kathodenfälle, die nach Erfahrung günstig mit etwa 3500, 7500 und 15000 Volt anzusetzen sind. Die beiden ersten Werte konnten mit Gleichstrom hergestellt werden, wozu eine Hochspannungsdynamo von 5000 und eine Batterie von ca. 3500 Volt zur Verfügung stand. Die Messung der Spannungen geschah mit einem Braunschen oder einem Siemens-Halskeschen Elektrometer, je nachdem Bereiche bis 5000 oder 10000 Volt zur Beobachtung standen. Die Stromstärke wurde abgelesen an

1) J. Stark, A. Fischer und H. Kirschbaum, *Ann. d. Phys.* 40. p. 512. 1913; J. Stark, G. Wendt, H. Kirschbaum und R. Künzer, *Ann. d. Phys.* 42. p. 241. 1913.

einem Weston-Milliamperemeter, das für den Skalenteil $2,5 \cdot 10^{-4}$ Amp. anzeigte. Die hohe Spannung wurde mit einem großen Induktor erzeugt, in dessen Primärkreis ein Hg-Turbinenunterbrecher lief und dessen Sekundärkreis eine Ventilröhre aufwies. Traten dann, infolge geeignet gewählten Druckes, in der Kanalstrahlenröhre eben Röntgenstrahlen auf, so handelte es sich nach Versuchen von H. Kirschbaum im Aachener Institut um einen Kathodenfall von rund 15000 Volt.

Außer den eigentlichen Kanalstrahlenspektrogrammen wurden auch Aufnahmen der positiven Säule gewonnen, wie sie unter verschiedenen Bedingungen das Licht kapillarer Gasfäden beobachten läßt. Zur Erzielung des Bogencharakters der Spektren, wie er kleinen Stromdichten eigentümlich ist, wurde ein starkes Induktorium mit Wehneltunterbrecher benutzt. Dabei lag meistens der Geißleröhre parallel eine mäßige Kapazität.

Zur Gewinnung der Funkenspektren wurde dagegen eine andere Anordnung gewählt, die mit einer 20-plattigen Influenzmaschine als Stromquelle arbeitete. Dabei waren ihre Pole mit je einem Beleg parallel geschalteter Flaschen verbunden, außerdem lag an den Enden der Maschine ein Stromkreis, in welchem die Geißleröhre und eine Funkenstrecke in Luft hintereinander geschaltet waren. Die oszillatorische Entladung der Kapazität erfolgte demnach durch die Spektralröhre hindurch und lieferte in dieser einen Strom von großer Dichte.

Spektrum des Aluminiums.

§ 3. Spezielle Methoden. Die hier mitzuteilenden Ergebnisse beziehen sich auf das ultraviolette Spektrum des Aluminiums, das, wie erwähnt, mit einem Hilgerschen Quarzspektrographen untersucht wurde. Die Leistungsfähigkeit dieses Apparates, da er hauptsächlich der Bildschärfe, teilweise auch der Dispersion ermangelte, blieb indessen weit hinter der des vorbeschriebenen Glasspektrographen zurück, mit Hilfe dessen, wie erwähnt, die anderwärts¹⁾ mitgeteilten Ergebnisse im sicht-

1) J. Stark, R. Künzer u. G. Wendt, Ber. d. Berl. Ak. d. Wiss. p. 430. 1913.

baren Spektrum gewonnen sind. Die Folge wird darum sein, daß auch die Diskussion in den Einzelheiten eine Beschränkung erleidet, deren Einfluß im folgenden übrigens jeweils mitzuerörtern sein wird. Für das äußerste Ultraviolett ($\lambda < 200 \mu\mu$) wurde eine Aufnahme mit einem Flußspatspektrographen gemacht unter Verwendung von Schumannplatten.

Um das Al in den Kanalstrahlen zum Auftreten zu bringen, wurde bei den endgültigen Versuchen AlCl_3 verwandt. Wurden nämlich die AlCl_3 -Dämpfe durch Erhitzen aus einem Seitenrohr vor die Anode geleitet, so wurden die Moleküle durch die Kathodenstrahlen dissoziiert und traten zum großen Teil dann als Al-Strahlen hinter der Kathode aus. (Unter anderem war dies an der schnellen Schwärzung der Röhre deutlich zu erkennen.) Begreiflicherweise wurde eine ähnliche Wirkung erzielt, wenn man statt des Chlorids das reine Chlor als Ausgangsmaterial benutzte, weil dann das Chlor auf dem Umwege über die Al-Elektroden wieder AlCl_3 in den Gasraum überführte. Endlich wurden die Al-Linien noch gewonnen, wenn andere Chloride wie HgCl_2 oder BCl_3 sich in der Röhre befanden; unschwer dürfte dem AlCl_3 wiederum die Rolle des Vermittlers zuzuerkennen sein.

§ 4. Dupletserien. J. R. Rydberg¹⁾, H. Kayser und C. Runge²⁾ haben die dem ersten Blick auffallenden Duplets im Bogenspektrum des Aluminiums in zwei Serien, eine erste und zweite Dupletnebenseerie geordnet. Auf den in der vorliegenden Arbeit erhaltenen Kanalstrahlenspektrogrammen treten in beträchtlicher Intensität von der ersten Nebenseerie folgende Duplets auf: $\lambda 3092,9-3082,3$; $2575,2-2568,1$; $2373,2-2367,1$; $2269,2-2263,5$; $2210,2-2204,7$; $2174,1-2168,9$; $2150,7-2145,5$; $2134,8-2129,5$; von der zweiten Nebenseerie die Duplets: $\lambda 2660,5-2652,6$; $2378,5-2372,2$; $2263,8-2258,3$. Diese ultravioletten Glieder der beiden Serien zeigen dasselbe Verhalten wie das bereits untersuchte Duplet $3961,7-3944,2 \text{ \AA}$. Es ist nämlich die Intensität der ruhenden Linie überwiegend gegen diejenige des bewegten Streifens.

1) J. R. Rydberg, K. Svenska, Vet.-Akad.-Handl. 23. Nr. 11. 1890.

2) H. Kayser und C. Runge, Wied. Ann. 48. p. 126. 1893.

In Fig. 1 sind die Kanalstrahlenbilder für die Komponenten eines Duplets der ersten Serie λ 2575,2—2568,1 Å. mitgeteilt; Fig. 2 stellt ihnen die Bilder für die Komponenten

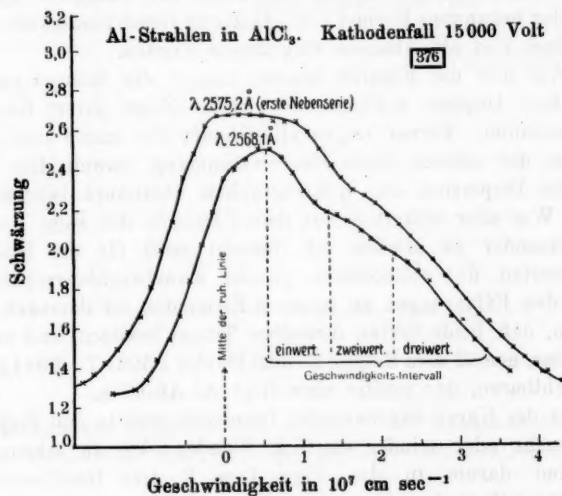


Fig. 1.

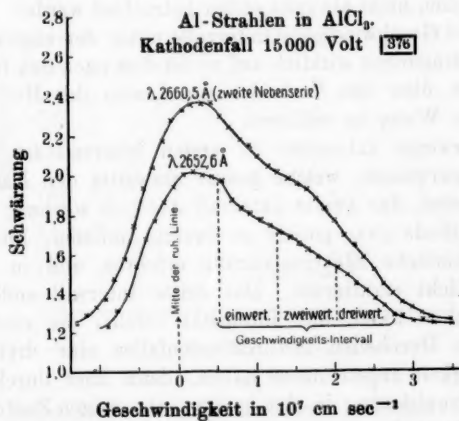


Fig. 2.

eines benachbarten Duplets der zweiten Serie λ 2660,5—2652,6 Å. gegenüber. Dabei ist in beiden Figuren, um einen genauen Vergleich zu ermöglichen, der Abstand einer Stelle der bewegten Intensität von der Mitte der ruhenden Linie nach der bekannten Formel $v = (\Delta\lambda/\lambda)c$ in Geschwindigkeit umgerechnet und als Abszisse eingetragen worden.

Wie nun die Figuren lehren, tragen die Komponenten desselben Duplets vollkommen gleiche Züge ihrer Kanalstrahlenbilder. Ferner zeigen alle Glieder der ersten und diejenigen der zweiten Serie Übereinstimmung, soweit dies die variable Dispersion des Spektrographen überhaupt beurteilen läßt. Wie aber weiterhin aus dem Vergleich der Figg. 1 u. 2 untereinander zu ersehen ist, besteht auch für die beiden Nebenserien das vollkommen gleiche Kanalstrahlenverhalten. Nach den Erfahrungen an anderen Elementen ist demnach zu folgern, daß beide Serien denselben Träger besitzen, und zwar ist dieser, gemäß dem Befund an dem Duplet λ 3961,7—3944,2 Å. im Sichtbaren, das positiv einwertige Al-Atomion.

In der Kurve der bewegten Intensität sind in den Figg. 1 u. 2 mehr oder minder deutlich Wendepunkte zu erkennen. Es sind darum in den Figg. 1 u. 2 drei Geschwindigkeitsintervalle unterschieden worden. Doch kann diese Feststellung wegen der ungenügenden Leistungsfähigkeit des Spektrographen nicht als ganz sicher betrachtet werden. Treten dennoch drei Geschwindigkeitsintervalle unter den angewandten Versuchsbedingungen wirklich auf, so ist dies nach den früheren Darlegungen über das Verhalten der Linien des He, Al, Ar in folgender Weise zu erklären.

Die bewegte Intensität im ersten Intervall ist solchen Al-Ionen zuzuweisen, welche positiv einwertig den Kathodenfall durchliefen, das zweite Intervall dagegen solchen, welche vor der Kathode zwar positiv zweiwertig anliefen, hinter ihr aber eine einfache Elektronisierung erfuhren und in diesem Zustande Licht emittierten. Das dritte Intervall endlich ist seitens solcher Ionen mit Intensität erfüllt, die nach dem dreiwertigen Durchleiten des Kathodenfalles eine dreiwertige Geschwindigkeit angenommen haben, dann aber durch zweifache Elektronisierung in den positiv einwertigen Zustand zurückgebildet worden sind.

§ 5. **Funkenlinien.** Ähnlich wie im Sichtbaren, so gesellen sich auch im Ultraviolett beim Übergang zum Funken den

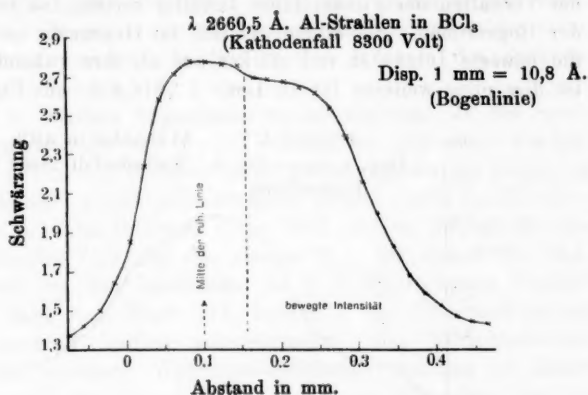


Fig. 3.

vorgenannten Duplets neue Linien, die Funkenlinien, bei. Von ihnen sind nach unseren Kanalstrahlenspektrogrammen

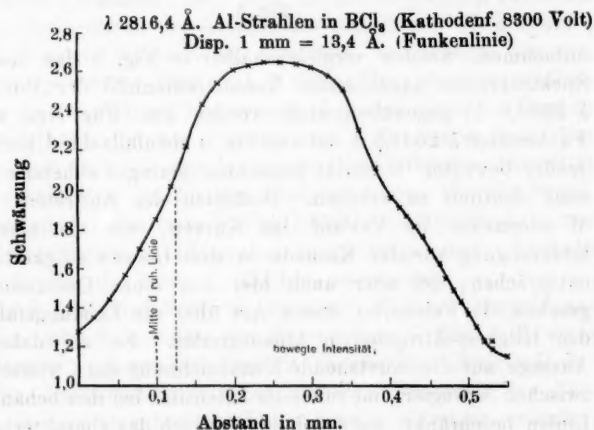


Fig. 4.

die folgenden namentlich zu erwähnen: λ 3900,83—3612,61—
3601,98—3587,05—2816,41—2641,83 Å.

Entsprechend den früher im Sichtbaren gewonnenen Erfahrungen ist auch im ultravioletten Kanalstrahlenspektrum das Verhalten der Funkenlinien auffällig verschieden von dem der Bogenlinien. Sie bilden nämlich im Gegensatz zu diesen die bewegte Intensität viel stärker aus als ihre ruhende. Es ist dies ohne weiteres für die Linie λ 2816,4 Å. aus Fig. 4 zu

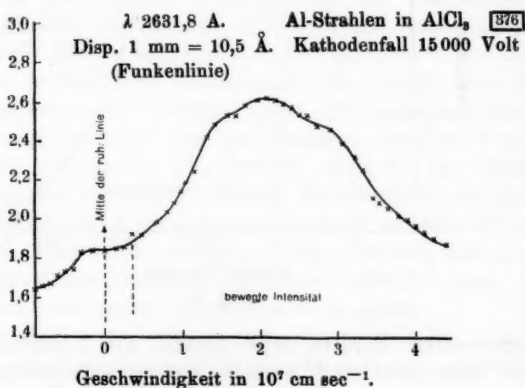


Fig. 5.

entnehmen, welcher vergleichshalber in Fig. 3 das demselben Spektrogramm angehörende Kanalstrahlenbild der Bogenlinie λ 2660,5 Å. gegenübergestellt worden ist. Für eine weitere Funkenlinie λ 2631,8 Å. ist aus Fig. 5 ebenfalls das Überwiegen großer bewegter Intensität gegenüber geringer ruhender Intensität deutlich zu ersehen. Bezüglich des Auftretens zweier Wendepunkte im Verlauf der Kurven, wie sie einer Beschleunigung vor der Kathode in drei Geschwindigkeitsstufen entsprechen, sei aber auch hier von einer Diskussion abgesehen, da Feinheiten dieser Art über die Leistungsfähigkeit des Hilgerspektrographen hinausgreifen. Es sei daher die Aussage auf die vorstehende Kennzeichnung des Unterschiedes zwischen bewegter und ruhender Intensität bei den behandelten Linien beschränkt, welche damit zugleich das charakteristische Kanalstrahlenverhalten ihrer ganzen Gruppe aufzeigen. Auf Grund ihres Gegensatzes zu den Bogenlinien, und auf Grund der Ergebnisse im sichtbaren Al-Spektrum ist daher mit

Sicherheit der Schluß zu ziehen, daß die Träger des ultraviolettten Funkenspektrums zwei- oder dreiwertige positive Atomionen sind. Welchen Linien im einzelnen die zwei- oder dreiwertigen Träger zuzuordnen sind, konnte leider nicht entschieden werden, da dies an den Mängeln des Spektrographen scheiterte.

§ 6. Weitere Bogenlinien des Aluminiums. In den Spektrogrammen, die von den Kanalstrahlen gewonnen wurden, treten außer den vorbehandelten Liniengruppen die folgenden Duplets auf: λ 3057,27—3050,20, 2321,6—2317,5, 2319,1—2315,0 Å. Die Differenz ihrer Wellenzahlen beträgt für das erste Duplet 75,8, für das zweite 76,1, für das dritte 76,3, während bei den bekannten, in § 4 besprochenen Duplets diese Zahl den Wert 111 besitzt. Die Übereinstimmung der ersteren Zahlen untereinander, ihre Verschiedenheit von der anderen Wellenzahldifferenz machen es daher sicher, daß die neuen Duplets nicht zu denjenigen der bekannten Nebenserien gehören, legen vielmehr die Vermutung nahe, daß es sich um Glieder besonderer Al-Dupletserien handelt.

Ihrem Charakter nach sind die neuen Duplets zweifellos dem Bogenspektrum des Aluminiums zuzuweisen. H. Kayser¹⁾ und C. Runge erhielten sie jedenfalls, beträchtlich intensiv, im Bogenspektrum. Aber auch in ihrem Kanalstrahlenverhalten stehen sie den übrigen Bogenlinien, d. h. den normalen Duplets sehr viel näher als den Funkenlinien. Es äußert sich dies darin, daß auch sie das Maximum ihrer ruhenden Intensität stärker ausbilden als das der bewegten Linie. Für die Photometrierung war das erste Duplet λ 3057,27—3050,20 Å. wegen der örtlich geringen Dispersion leider ungeeignet. Deshalb wurde hierfür die Linie λ 2321,6 Å. ausgewählt.

In Fig. 6 ist das für sie erhaltene Kanalstrahlenbild zusammen mit demjenigen der Komponente λ 2367,1 Å. eines benachbarten „normalen“ Duplets dargestellt. Zwar soll damit die Aufmerksamkeit nicht auf den Vergleich der Verteilungskurven hingelenkt werden, wie sie im einzelnen verlaufen; es soll vielmehr nur gezeigt werden, daß bei beiden Arten

1) H. Kayser und C. Runge, Wied. Ann. 48. p. 126. 1893.

von Duplets die ruhende Linie stärker herauskommt als der bewegte Streifen.

Kayser und Runge führen nun außer diesen und den zuerst behandelten Duplets noch die folgenden Bogenlinien an, die keiner der beiden Dupletserien angehören. Es sind dies: λ 3066,28—3064,42—3060,04—3054,81 Å. sowie die beiden Paare λ 2426,22—2419,64 und 2231,27—2225,77 Å. Diese Linien sind aber auf unseren Kanalstrahlenspektrogrammen gar nicht vertreten, was um so mehr auffallen muß, als ihre Intensität im Bogenspektrum nach den Angaben Kayser und

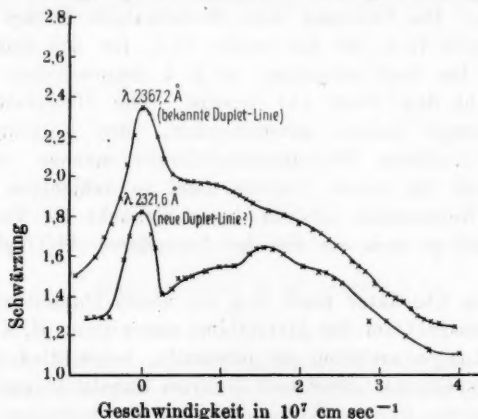


Fig. 6.

Runges die gleiche sein soll wie die der neuen Duplets. Die Linien dürften also vielleicht dem Al überhaupt nicht angehören. Indessen kann der Vollständigkeit halber angeführt werden, daß die im äußersten Ultraviolett liegenden intensiven Aluminiumlinien λ 1989,9—1935,3—1862,2—1854,1 Å. auch im Spektrum der Kanalstrahlen auftreten, wie dies mit dem erwähnten kleinen Flußspatspektrographen festgestellt wurde. Freilich reichte dessen geringe Dispersion nicht hin, sichere Aussagen über die Kanalstrahlenbilder zu gewinnen.

§ 7. Resultate über das Al-Spektrum.

1. Die Duplets der ersten und zweiten Nebenserie des Aluminiums haben denselben Träger, nämlich das positiv einwertige Al-Atomion.

2. Bei den ultravioletten Al-Funkenlinien ist im Vergleich zu den Bogenlinien die bewegte Intensität sehr viel größer als die ruhende; sie haben das positiv zwei- oder dreiwertige Al-Atomion als Träger.

3. Im Al-Bogenspektrum treten außer den bekannten noch andere Duplets von kleinerer Differenz der Wellenzahlen auf; sie stehen in ihrem Kanalstrahlenverhalten den bekannten Dupletlinien viel näher als den Funkenlinien und haben daher wahrscheinlich ebenfalls das positiv einwertige Atomion als Träger.

Spektrum des Schwefels.

§ 8. Spezielle Methoden. Um die S-Kanalstrahlen in einer reinen S-Atmosphäre zu untersuchen, wurde zunächst die Stromröhre unter mäßigem Erhitzen und gleichzeitigem Abspumpen von Gasen befreit. Dann wurde durch Erwärmen S-Dampf aus dem festen Schwefel enthaltenden Seitenrohr in die Haupt- röhre übergeführt, welche ihrerseits durch die Glimmstrom- wärme und Heizung mit einer Bunsenflamme auf erhöhter Temperatur gehalten wurde. Dabei gaben naturgemäß die Glaswand wie auch die Elektroden zunächst noch Verunrei- nigungen ab, so daß die Füllung der Röhre aus Schwefeldampf und Wasserstoff sowie Kohlenwasserstoffen bestand. Dessen un- geachtet wurde alsbald mit der Aufnahme von Spektrogrammen begonnen und durch Heizen und Abspumpen eine immer reinere Gasfüllung erzielt. Da die Röhren gewöhnlich mehrere der langfristigen Expositionen ausdauerten, so gelangen Auf- nahmen an fast reinem S-Dampf.

Um aber die S-Kanalstrahlen auch unter den Bedingungen schwacher Zerstreuung zu untersuchen, wurde Helium als Gasfüllung benutzt. Da dessen Druck hinreichend groß gewählt wurde, so bedurfte es für die Haupt- röhre keiner weiteren Heizung mehr. Es genügte, wenn der Schwefel durch langsame Erwärmen aus dem Seitenansatz in die Haupt- röhre getrieben wurde und hier den fortgesetzt ausscheidenden Schwefel ersetzte. Unter diesen Umständen arbeitete die Röhre ohne Aufwand von Mühe, während die Aufrechterhaltung des reinen S-Dampfes große Schwierigkeiten bereitete.

Die spektrale Untersuchung der Schwefelkanalstrahlen wurde ergänzt durch eine Untersuchung der in der positiven Säule zur Emission kommenden Linienspektren. Zu diesem Zweck wurde eine Geißleröhre mit Kapillare benutzt und fester Schwefel in sie eingetragen. Die Röhre wurde sodann samt der eingeschlossenen Substanz unter Abpumpen kräftig erhitzt und unter Stromdurchgang und unter Zuhilfenahme des Bunsenbrenners einer fortgesetzten Erwärmung unterworfen. Diese endigte nach etwa zweistündiger Dauer mit dem Abschmelzen der Röhre, nachdem die Entgasung genügend fortgeschritten war. Die zu den Aufnahmen benötigte Regelung des Dampfdrucks wurde dadurch bewerkstelligt, daß elektrische Heizung und Bunsenflamme nebeneinander gebraucht wurden.

§ 9. Die verschiedenen Linienspektren des Schwefels. Wie der spektral analoge Sauerstoff¹⁾, so besitzt auch der Schwefel mehrere Linienspektren, die je nach ihrem Bogen- oder Funkencharakter in zwei Gruppen eingeteilt werden können. Die ersten oder Bogenspektren erscheinen in der positiven Säule bei kleiner bis mäßiger Stromdichte. C. Runge und F. Paschen²⁾ haben jedenfalls unter diesen Bedingungen ein im Sichtbaren liegendes Spektrum des Schwefels beobachtet und seine Linien in eine Haupt- und zwei Nebenserien enger Triplets geordnet. Auch wir konnten dieses Serienspektrum unter den angegebenen Bedingungen erhalten, und zwar in beträchtlicher Intensität das Hauptserientriplet λ 4696,488 — 4695,690 — 4694,357 Å., welches allein in dem Leistungsbereich des von uns benutzten Spektrographen lag.

Außer diesem Serienspektrum zeigen aber unsere Spektrogramme sowohl in der positiven Säule wie in den Kanalstrahlen noch einige Linien im Anfang des Ultravioletts, die keine Triplets sind und auch nach ihrem übrigen Verhalten zweifellos nicht zu den Serien von Runge und Paschen gehören. Es sind dies die Linien λ 4157,9 — 4152,9 — 4151,0 Å., die zugleich nach abnehmenden Intensitäten geordnet sind. Diese Linien werden nun bei Runge und Paschen überhaupt nicht erwähnt, nur E. Rancken³⁾ führt die

1) J. Stark, G. Wendt und H. Kirschbaum, *Physik. Zeitschr.* 14. p. 770. 1913.

2) C. Runge und F. Paschen, *Wied. Ann.* 61. p. 671. 1897.

3) E. Rancken, *Diss.* Helsingfors 1897.

erste und stärkste der drei Linien mit der Wellenlänge λ 4157,95 Å. in seinem Verzeichnis der Schwefellinien auf. Ihre Zugehörigkeit zum Schwefel wird hier aber auch ausdrücklich als fraglich bezeichnet, und so erschien es uns ebenfalls lange Zeit zweifelhaft, ob die Linie dem Schwefel wirklich zuzurechnen sei. Da indessen die beiden stärkeren von den drei Linien auf allen Spektrogrammen, die das obengenannte Hauptserientriplett liefern, ausnahmslos vertreten sind und dazu in einem auffällig konstanten Intensitätsverhältnis zu diesem stehen, so halten wir es nunmehr für sicher, daß diese Linien einem neuen Bogenspektrum des Schwefels angehören. Zur Unterscheidung von dem Serienspektrum werde dieses daher, in Analogie zum Falle des Sauerstoffs¹⁾, als „zweites Bogenspektrum“ bezeichnet, während jenes „erstes Bogenspektrum“ genannt sei.

Mehr als die Bogenspektren des Schwefels sind seine Funkenspektren erforscht. Vor allem ist hier die eingehende Untersuchung von J.M. Eder und E. Valenta²⁾ zu nennen. Wie diese Autoren fanden und wie auch wir durch eigene Beobachtung bestätigen können, sind im S-Funkenspektrum zunächst zwei Gruppen von Linien zu unterscheiden.

Die eine, sie heiße „scharfes Funkenspektrum“, umfaßt Linien, welche bei beträchtlicher Erhöhung der Stromdichte zwar verbreitert werden, jedoch nicht in dem auffallenden Maße wie die Linien der zweiten Gruppe, diejenigen des „unscharfen Spektrums“. Diese Unterscheidungsweise will ausdrücklich die beiden Liniengruppen nicht absolut, sondern relativ zueinander charakterisieren; kleine Stromstärke in der positiven Säule liefert vielmehr auch die „unscharfen“ Linien scharf. Da Eder und Valenta sehr gute Reproduktionen über die Verbreiterungserscheinungen mitgeteilt haben, so erübrigt es sich, neue Beobachtungen über diesen Punkt mitzuteilen. Es sei im folgenden lediglich eine Anzahl Linien beider Arten zusammengestellt, die nach unseren Spektro-

1) J. Stark, G. Wendt und H. Kirschbaum, *Physik. Zeitschr.* 14. p. 770. 1913.

2) J. M. Eder und E. Valenta, *Beiträge zur Photochemie und Spektralanalyse*, Wien 1904.

grammen besonders bemerkenswert sind. „Scharfe“ Linien sind: λ 4552,6 — 4525,3 — 4174,2 — 4762,8 — 4815,6 — 4885,8 — 4917,4 Å.; „unscharfe“ dagegen: λ 4153,3 — 4174,5 — 4217,4 — 4231,2 — 4257,6 — 4259,4 — 4269,9 — 4278,7 — 4282,7 — 4778,5 Å. Die Wellenlängen entstammen dem Verzeichnis von Eder und Valenta, stellen also in keinem Punkte Neubestimmungen dar. Sie haben Geltung als Beispiele ihrer Gruppe, als welche sie natürlich auf Vollzähligkeit keinen Anspruch erheben.

Ausgezeichnet vor den vorstehend gekennzeichneten Funkenspektren führen Eder und Valenta noch eine dritte Gruppe von intensiven Funkenlinien an, der sie vorzugsweise die folgenden Linien zuzählen: λ 4253,8 — 4285,1 — 4344,4 — 4354,7 Å. Entschiedener noch als die Linien des scharfen Spektrums widerstehen diese einer Verbreiterung selbst bei beträchtlicher Erhöhung der Stromstärke. Auch wir können dieses abseitsstehende Verhalten bestätigen, soweit nämlich auf unseren sämtlichen Spektrogrammen von der positiven Säule die genannten vier und außerdem die folgenden drei Linien: λ 4332,9 — 4362,6 — 4364,8 Å vorkommen. Es ist aber sehr auffällig, daß diese Linien auf keiner der Aufnahmen von den S-Kanalstrahlen auch nur andeutungsweise vertreten sind. Es fehlt sowohl die ruhende als auch die bewegte Intensität. Nun ist der Druck, dessen es zum Auftreten der Kanalstrahlen bedarf, sehr viel (100—1000 mal) kleiner als der Druck des Schwefeldampfes, für den die genannten Linien im Funkenspektrum der positiven Säule erscheinen. Es liegt darum die Vermutung nahe, daß diese Linien gar nicht dem Schwefel angehören, vielmehr eine Verunreinigung darstellen, welche die infolge des Druckes erhöhte Temperatur der Geißleröhre zur Entwicklung bringt. Im folgenden wird darum von diesen Linien nicht weiter die Rede sein.

§ 10. **Zerstreuung und bewegte Intensität in den S-Kanalstrahlen.** Der Einfluß der Zerstreuung auf die bewegte Intensität in den Kanalstrahlen ist zwar bereits an anderer Stelle¹⁾ zergliedert und an Beispielen (O-, Hg-, Ar-Strahlen) untersucht worden. Er macht sich aber bei den S-Kanalstrahlen in so auffallendem Maße geltend, und erschwert unter Umständen

1) J. Stark und H. Kirschbaum, Phys. Zeitschr. 14. p. 433. 1913.

die spektralanalytische Untersuchung der S-Strahlen so außerordentlich, daß es angebracht sein dürfte, diese besonderen Verhältnisse kurz zu schildern.

In Fig. 7 sind einleitend die Kanalstrahlenbilder einer S-Funkelinie für S-Strahlen in S_4 und auch für S-Strahlen in einer weniger zerstreuen Gasfüllung (H_2 , H_2S , S_4 , He) wiedergegeben. Es fällt auf, daß sich sowohl die ruhende wie auch die bewegte Intensität im ersten Fall nur wenig aus einer allgemeinen Schwärzung des Spektrogramms herausheben. Im zweiten Falle dagegen ist die ruhende Intensität zwar nur

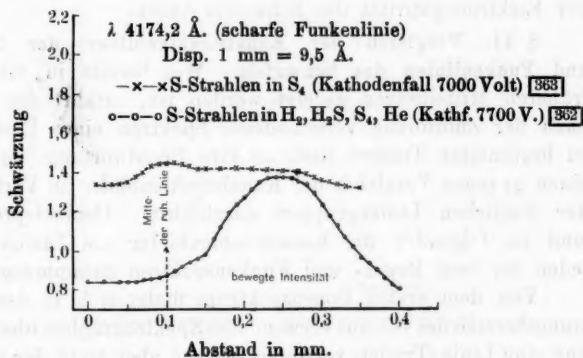


Fig. 7.

gering, die Kurve des bewegten Streifens tritt aber um so deutlicher hervor und läßt in ihrem Verlauf die Ausbildung zweier Wendepunkte erkennen. Außerdem zeigt sich das Auftreten größerer Geschwindigkeiten als im ersten Fall. Nun war unter den Bedingungen des Spektrogramms 363 die Gasfüllung sogar nicht einmal reiner S-Dampf, sondern, wie aus dem Auftreten der Wasserstofflinien auf dem Spektrogramm geschlossen werden kann, eine Mischfüllung, in der, wenn auch nur in geringem Betrage, Wasserstoff vorkam. Als bei weiterem Betrieb der betreffenden Röhre die S-Dampf-atmosphäre noch mehr von weniger zerstreuen Gasen befreit war, gelang es trotz sechs-stündiger Exposition überhaupt nicht mehr, bei den S-Linien eine bewegte Intensität nachzuweisen. Außerdem war die Stromstärke

in reinem S-Dampf sehr viel kleiner geworden als in Gasfüllungen mit etwas Wasserstoff oder gar Helium.

Es liegt auf der Hand, die großen Schwierigkeiten der Beobachtung bewegter Intensität an den S-Kanalstrahlen in reinem S-Dampf durch das große Molekulargewicht dieses Dampfes zu erklären. Nach den vorliegenden Untersuchungen besteht nämlich im allgemeinen unter den obwaltenden Temperaturverhältnissen das S-Dampfmolekül aus vier oder sogar acht Atomen. Die starke Zerstreuung erklärt gleichfalls die geringe Stärke des Glimmstroms in reinem S-Dampf; sie dürfte aber nach den Darlegungen an anderer Stelle¹⁾ ihren Grund vor allem in der Elektronegativität des Schwefels haben.

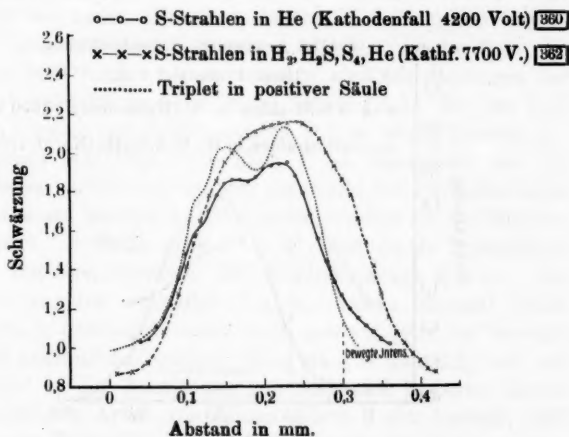
§ 11. Vergleich der Kanalstrahlenbilder der Bogen- und Funkenlinien des Schwefels. Wie bereits in mehreren früheren Mitteilungen gezeigt worden ist, erfährt die Frage nach der Zuordnung verschiedener Spektren eines Elementes zu bestimmten Trägern dadurch ihre Beantwortung, daß man einen genauen Vergleich der Kanalstrahlenbilder an Vertretern der fraglichen Liniengruppen durchführt. Dementsprechend sind im folgenden die Kanalstrahlenbilder von Linien eines jeden der zwei Bogen- und Funkenspektren zusammengestellt.

Von dem ersten Bogenspektrum findet sich in dem Leistungsbereich des von uns verwendeten Spektrographen überhaupt nur eine Linie (Triplet) vertreten, welche aber trotz der kleinen Dispersion, die bei λ 4695 Å. nur den Wert 1:18,7 mm:Å. erreicht, dennoch der Beobachtung sich zugänglich erwies. Ähnliches gilt für das zweite Bogenspektrum, das auch in λ 4158 Å. nur eine Linie lieferte, die durchaus befriedigende Schwärzungsmessungen zuließ. Größer war schon die Auswahl im Falle der Funkenspektren. Zur Mitteilung wurden solche Linien bevorzugt, deren Bilder nicht von Nachbarlinien gestört und die, hinreichend intensiv, in einem Gebiete günstiger Dispersion lagen. Aufgetragen sind je zwei Kanalstrahlenbilder von Linien des „scharfen“ und „unscharfen“ Spektrums; es werden demnach im ganzen vier Linien zur Besprechung herangezogen. Diese bringen das typische Verhalten ihrer Gruppen jeweils anschaulich zur Darstellung,

1) J. Stark und H. Kirschbaum, Phys. Zeitschr. 14. p. 493. 1913.

so daß von der Behandlung weiterer Einzelfälle abgesehen werden kann.

In Fig. 8 finden sich mehrere Schwärzungsbilder für das Hauptserientriplet λ 4696,488 — 4695,690 — 4694,357 Å. aus dem ersten Bogenspektrum des Schwefels. Darunter sind zwei Bilder, die von den Kanalstrahlen erhalten wurden, und eins von der positiven Säule. Das letztere Bild sowohl wie auch das für S-Strahlen in Helium erhaltene läßt die



Triplet (erstes Bogenspektrum) ruhende Linien
 λ 4696,5 — 4695,7 — 4694,1 Å. Disp. 1 mm = 18,7 Å.

Fig. 8.

drei Komponenten des Triplets noch deutlich erkennen; und zwar in den relativen Abständen und Intensitäten, wie sie von Runge und Paschen (l. c.) angegeben sind. Die beiden Kurven stimmen überein, bloß der kurzwellige Ast zeigt in den Kanalstrahlen einen etwas flacheren Verlauf als in den Aufnahmen von der positiven Säule. Soweit man aber diesen Unterschied gelten läßt, ist er aus dem Auftreten einer geringen bewegten Intensität auf dieser Seite der Linie zu erklären. Jedenfalls ist aber zu folgern, daß für S-Strahlen in Helium die bewegte Intensität im Verhältnis zur ruhenden

außerordentlich klein ist, so klein, daß an ihrem Auftreten mit Recht gezweifelt werden könnte.

Daß aber dennoch ihr Vorkommen als tatsächlich zu erachten ist, geht unzweifelhaft aus dem Kanalstrahlenbild der Linie hervor, für den Fall, daß die S-Strahlen — vgl. Spektrogramm 362 — in einer stärker mit S-Dampf gesättigten Atmosphäre verliefen. Erstens tritt nunmehr nach der Seite der kürzeren Wellen eine bewegte Intensität auf, zweitens ist der Wendepunkt zwischen der ersten und zweiten Komponente

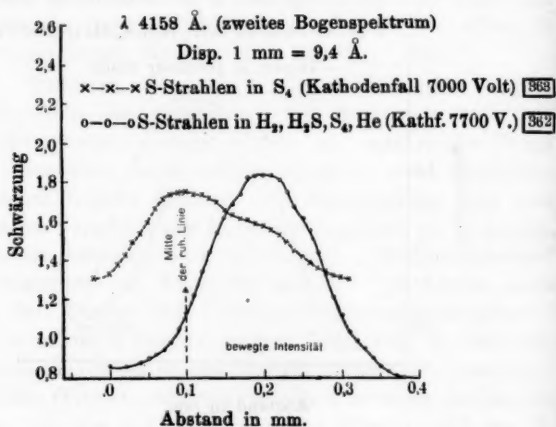


Fig. 9.

überdeckt und das Minimum zwischen der zweiten und dritten Komponente durch bewegte Intensität ausgefüllt. Das Auftreten bewegter Intensität bei einer Linie des ersten Bogenspektrums ist somit festgestellt. Weiter unten sollen weitere Einzelheiten der Fig. 8 ihre Erklärung finden.

Eine Linie des zweiten Bogenspektrums λ 4157,9 Å. bringen die Kanalstrahlenbilder der Fig. 9 zur Anschauung, eines für die Bedingung stärkerer, ein anderes für solche schwächerer Zerstreuung. Um den großen Unterschied dieser Linie von dem Hauptserientriplet des ersten Bogenspektrums zu erkennen, bedarf es nur eines Vergleiches der Kanalstrahlenbilder für S-Strahlen in Helium, wie ihn die mitgeteilten

Kurven des Spektrogramms 362 aufzeigen. Während die Serienlinie nur eine geringe bewegte Intensität neben der überragenden „ruhenden“ Schwärzung aufzuweisen vermag, läßt umgekehrt die Bogenlinie ihre geringe ruhende Intensität unter denselben Umständen weit hinter dem Maximum ihres bewegten Streifens zurück. Das Bogenspektrum zweiter Art zeigt also ein ganz anderes Kanalstrahlenverhalten als dasjenige erster Art (Triplet).

Die Linie λ 4157,9 Å. unterscheidet sich aber gleich scharf auch von den beiden Funkenspektren. Fig. 7 enthält bereits mehrere Kanalstrahlenbilder einer „scharfen“ Funkenlinie, die denselben Spektrogrammen entnommen sind wie diejenigen der Fig. 9. Vergleicht man die Bilder beider Linien für den Fall stärkerer Zerstreuung, Spektrogramm 363, so erhält bereits, daß die Intensität der Bogenlinie nach einem Maximum, das bei den vorliegenden Gasbedingungen die Stelle der ruhenden Linie einnimmt, einen jäheren Abfall erleidet, als dies für die Funkenlinie zutrifft. Schärfer gezeichnet ist aber dieser Unterschied bei den von Spektrogramm 362 abgenommenen Kurven. Im Vergleich zu den ruhenden Linien, welche diesmal beide sehr schwach herausgekommen sind, gewinnt jetzt die bewegte Intensität ansehnliche Beträge. Man erkennt deutlich, daß der Unterschied in der Ausbildung ruhender und bewegter Intensität bei beiden Arten von Linien allein darin besteht, daß die bewegte Intensität bei der Bogenlinie für kleinere Geschwindigkeiten (Abstände von der ruhenden Linie) stärker hervortritt als für die größeren; bei der Funkenlinie werden dagegen die größeren Abstände auch mit relativ mehr Schwärzung gefüllt. Der aufsteigende Ast verläuft demgemäß flacher bei der Funkenlinie als bei der Bogenlinie. An Einzelheiten weist der Verlauf der Kurven beidemale, wenn auch nur schwach, zwei Wendepunkte auf und demnach drei Geschwindigkeitsintervalle. Die maximale Intensität liegt bei der „scharfen“ Funkenlinie im dritten Intervall, diejenige der Bogenlinie im zweiten.

Gleichwohl tritt die Selbständigkeit beider Liniengruppen erst vollkommen zutage beim Vergleich solcher Spektrogramme, für die die Zerstreuung noch geringer war, als es für Spektrogramm 362 zutraf. Als nämlich unter den

Bedingungen des Spektrogramms 360 die S-Strahlen fast ausschließlich in Helium zum Verlauf gebracht wurden, erschienen wohl die Funkenlinien des „scharfen“ wie „unscharfen“ Spek-

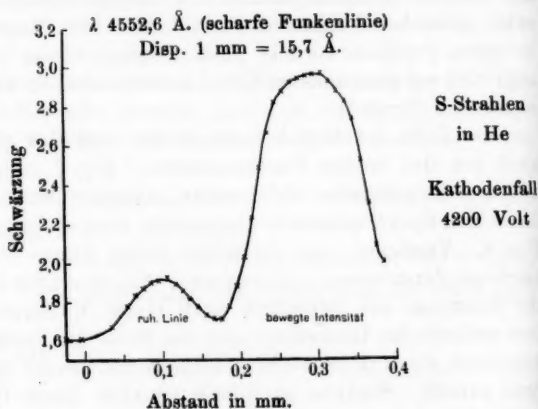


Fig. 10.

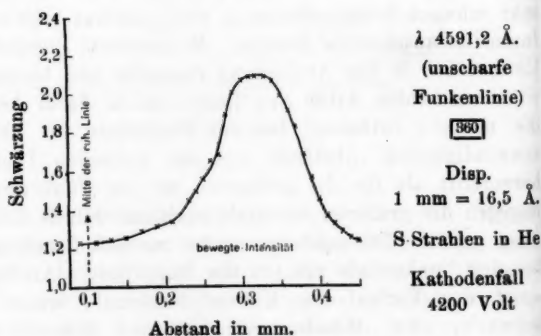


Fig. 11.

trums, und zwar war bei beiden die bewegte Intensität sehr groß gegen die ruhende; die Bogenlinie λ 4157,9 Å. hatte aber nunmehr an ruhender und noch mehr an bewegter Intensität beträchtlich verloren. Dies Zurücktreten der Bogenlinie gegen die Funkenlinien, ihr Hervortreten in reinem

S-D
Zwein
191

S-Dampf weisen ihr daher im Spektrum des Schwefels ohne Zweifel dieselbe Stellung zu, die im Falle des Argons¹⁾ dessen

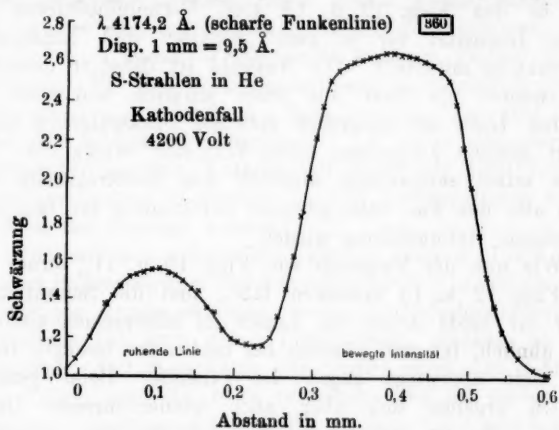


Fig. 12.

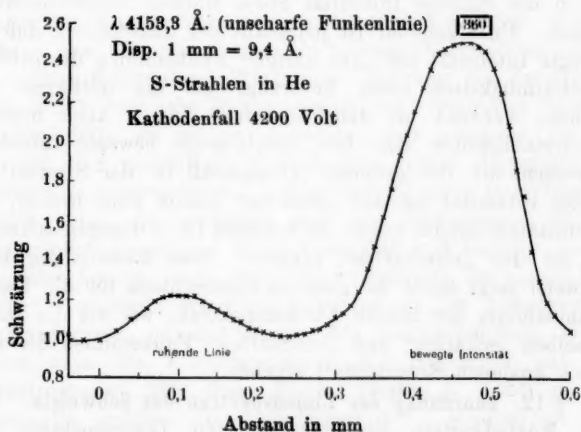


Fig. 13.

einwertige Linien (rotes Spektrum) einnehmen.

Es bleibt noch übrig, den Vergleich der Kanalstrahlen-

1) J. Stark und H. Kirschbaum, Ber. d. Münch. Akad. d. Wiss. 1913, p. 330.

bilder der „scharfen“ und „unscharfen“ Funkenlinien untereinander durchzuführen. In den Figg. 10 u. 11 und ebenfalls in den Figg. 12 u. 13 sind Verteilungskurven bewegter Intensität für je zwei „scharfe“ und „unscharfe“ Funkenlinien mitgeteilt. Die Auswahl ist dabei so getroffen, daß zweimal ein Paar aus einer scharfen und einer unscharfen Linie aus möglichst gleichem Spektralgebiet (angenhört gleiche Dispersion) einen Vergleich ermöglicht. Die Bilder selbst entstammen sämtlich dem Spektrogramm 360, geben also den Fall sehr geringer Zerstreuung für fast abschließliche Heliumfüllung wieder.

Wie nun der Vergleich von Figg. 10 u. 11, ferner der von Figg. 12 u. 13 erkennen läßt, sind die Schwärzungsbilder für beide Arten von Linien im allgemeinen einander wohl ähnlich, insofern nämlich bei beiden die bewegte Intensität weit überwiegt gegen die ruhende. Beim genauen Zusehen ergeben sich aber auch wiederkehrende Unterschiede. So ist wahrscheinlich, daß für die „scharfen“ Linien die ruhende Intensität etwas stärker herauszukommen scheint. Unverkennbar ist jedenfalls der Unterschied, daß die bewegte Intensität der „unscharfen“ Funkenlinien die größten Geschwindigkeiten mehr bevorzugt als die mittleren und kleinen, während bei den „scharfen“ Linien auch mittlere Geschwindigkeiten eine fast gleich große bewegte Intensität aufweisen wie die größten. Demgemäß ist der Streifen bewegter Intensität bei den „scharfen“ Linien wohl breiter, das Intensitätsminimum gegen die ruhende Linie dagegen schmaler als bei den „unscharfen“ Linien. Diese Feststellung beim Schwefel zeigt somit die gleichen Unterschiede für die Kanalstrahlenbilder der beiden Funkenspektren, wie sie die Bilder derselben „scharfen“ und „unscharfen“ Funkenlinien des chemisch analogen Sauerstoffs¹⁾ ergeben.

§ 12. Zuordnung der Linienspektren des Schwefels. Von den Möglichkeiten, die verschiedenen Linienspektren des Schwefels bestimmten Trägern zuzuordnen, sei nur diejenige hier besprochen, die den wirklichen Verhältnissen mit

1) J. Stark, G. Wendt und H. Kirschbaum, Physik. Zeitschr. 14. p. 770. 1913.

großer Wahrscheinlichkeit gerecht werden dürfte. Die Verteilungskurven bewegter Intensität in den Figg. 7 u. 9, die einer „scharfen“ Funkenlinie λ 4174,2 Å. und einer Linie des zweiten Bogenspektrums λ 4157,9 Å. angehören, lassen das Auftreten zweier Wendepunkte in ihrem Verlauf deutlich erkennen. Für das Vorkommen dreier Geschwindigkeitsintervalle sprechen gleichfalls die Figg. 10—13. Es wird darum wohl der Schluß berechtigt sein, daß unter den gewählten Versuchsbedingungen (Kathodenfall größer als 4000 Volt, geringe Zerstreuung) S-Strahlen in drei Ladungsstufen vor der Kathode beschleunigt werden.

Die bereits erwähnte Analogie der Linie λ 4157,9 Å. vom zweiten Bogenspektrum des Schwefels zu den Linien des roten, einwertigen Argonspektrums, ferner die Verschiedenheit ihres Verhaltens von dem der S-Funkenlinien machen es wahrscheinlich, daß diese Linie das positiv einwertige S-Atomion zum Träger hat. So ist zu verstehen, daß bei mäßiger Zerstreuung (Spektrogramm 362, Fig. 9) diese Linie eine beträchtliche Intensität gewinnt. Es erfahren nämlich ähnlich wie im Falle des Argons zahlreiche zwei- und dreiwertige S-Ionen infolge von Dämpfung eine Umbildung (Elektronisierung) in einwertige S-Strahlen. Wird diese Wirkung der Zerstreuung aber durch reichliche Heliumbeimischung vermindert (Spektrogramm 360), so ist zu erwarten, daß nunmehr die Intensität der einwertigen S-Bogenlinie hinter derjenigen der Funkenlinien zurücktritt. Infolge der geringen Dämpfung behalten jetzt die schnellen zwei- und dreiwertigen Strahlen ihre einmal gewonnene Geschwindigkeit und Ladung zumeist bei oder kehren nach einer Elektronisierung bei einem Licht erregenden Stoße sehr leicht wieder in den höherwertigen Zustand zurück vermöge ihrer großen Geschwindigkeit. Darum weist auch die Verteilungskurve der Bogenlinie auf dem Spektrogramm 362 ihre größte Intensität nicht in dem Intervalle größter Geschwindigkeit auf, sondern in dem ersten und zweiten Intervall, während unter denselben Umständen (mäßige Zerstreuung) die Funkenlinie λ 4174,2 Å. nach Fig. 7 ihre größte Intensität im dritten, eine kleinere Intensität im zweiten, eine viel kleinere im ersten Intervall besitzt.

Ordnet man dem Bogenspektrum zweiter Art das positiv einwertige Atomion zu, so kann mit Sicherheit gefolgert werden, daß die Spektren der „scharfen“ und „unscharfen“ Funkenlinien höherwertigen S-Atomen zuzuweisen sind. Die Analogie ihres Verhaltens zu den gleichbenannten Gruppen in den Spektren des Aluminiums, Argons, Sauerstoffs macht es insbesondere wahrscheinlich, daß die „scharfen“ Linien positiv zweiwertig, die „unscharfen“ dagegen positiv dreiwertig sind. Es erscheint so einwandfrei erklärt, wenn die „scharfen“ Linien — jedenfalls unter den Bedingungen geringer Zerstreuung und kleinen Kathodenfalls (4200 Volt) des Spektrogramms 360 — nach Figg. 10 u. 12 im ersten und zweiten Intervall besonders intensiv erscheinen, während die „unscharfen“ Funkenlinien im zweiten und noch mehr im ersten Intervall eine kleinere Intensität aufweisen als im dritten.

Daß sowohl die einwertige Bogenlinie λ 4157,9 Å., als auch die zweiwertigen „scharfen“ und die dreiwertigen „unscharfen“ Funkenlinien des Schwefels in drei Intervallen bewegte Intensität besitzen, bedarf wohl nicht mehr ausführlicher Darlegung. Diese Erscheinung ist ebenso zu erklären wie der Wechsel der Elektronisierung und Ionisierung an den drei Arten positiver Strahlen im Falle der Elemente He, Al, Ar, Hg und O.

Was schließlich noch die Zuordnung des ersten S-Bogenspektrums zu einem bestimmten Träger betrifft, so ist die behandelte Linie (enges Triplet) λ 4695 Å. völlig analog der Hauptserienlinie des Sauerstoffs. Es ist darum zu erwarten, daß für sie ähnliche Erwägungen zutreffen werden, wie sie der eine von uns für den Fall des Sauerstoffs¹⁾ geäußert hat. Demnach wäre der Träger des ersten Bogenspektrums das positiv einwertige Schwefelmolekülion. In der Tat erklärt eine solche Annahme unschwer, wieso das Hauptserientriplet in den Kanalstrahlen nur eine außerordentlich kleine bewegte Intensität selbst bei kleinen Geschwindigkeiten annimmt, während gleichzeitig die ruhende Intensität erhebliche Beträge aufzuweisen

1) J. Stark, G. Wendt und H. Kirschbaum, Physik. Zeitschr. 14. p. 770. 1913.

vermag. Es dürfte nämlich die Vorstellung zutreffen, daß positive S_2 -Strahlen auf ihrem Wege bei den meisten Stößen auf Gasmoleküle durch Dissoziation in S-Atomstrahlen zerlegt werden, daß indessen die Zahl der bei der Verlangsamung aus positiven und neutralen S-Atomstrahlen zurückgebildeten Molekülstrahlen gering bleibt. Wohl aber kann die „ruhende“ Intensität der S_2 -Molekulationen durch den Stoß langsamer S-, H-, He-Strahlen auf S_2 -Moleküle unter Schaffung von S_2 -Molekülen zur Emission gebracht werden.

§ 13. Resultate über das S-Spektrum.

1. An der positiven Säule kommt in S-Dampf bei kleiner bis mittlerer Stromdichte ein Linienspektrum (Bogenspektrum) zur Emission. Dieses besteht aus zwei Gruppen von Linien; die eine (erstes Bogenspektrum) umfaßt die von C. Runge und F. Paschen zu Serien geordneten Linien, die andere (zweites Bogenspektrum) mehrere nicht dazu gehörige Linien, nämlich folgende: λ 4157,9—4152,9—4151,0 Å.

Bei großer Stromdichte im oszillatorischen Funken erscheint in der positiven Säule das bekannte S-Linienspektrum (Funkenspektrum). Dieses setzt sich ebenfalls aus zwei Gruppen von Linien zusammen. Die „scharfen“ Funkenlinien bleiben im Verhältnis zur anderen Gruppe der „unscharfen“ Linien scharf bei Steigerung der Stromdichte, während die „unscharfen“ Linien in auffallendem Maße verbreitert werden.

2. In reinem S-Dampf ist die Zerstreuung der S-Strahlen und die damit verbundene Verringerung ihrer Geschwindigkeit eine außerordentlich starke. Bei gleichem Kathodenfall ist darum die Geschwindigkeit der S-Strahlen in reinem S-Dampf sehr viel kleiner als diejenige der S-Strahlen in dem wenig zerstreuen Helium.

3. Das Hauptserientriplet des ersten Bogenspektrums λ 4696,488—4695,690—4694,357 Å. zeigt bei 7000 Volt Kathodenfall und starker Zerstreuung (nahezu reiner S-Dampf und kleine Geschwindigkeiten) neben großer ruhender Intensität eine geringe, aber deutlich erkennbare bewegte Intensität. Bei zunehmender Geschwindigkeit der S-Strahlen, also bei Verringerung der Zerstreuung (S-Strahlen in He), ist nur mehr

die ruhende Linie des Triplets wahrzunehmen, die bewegte dagegen kaum mehr.

4. Die Linien des zweiten Bogenspektrums λ 4157,9—4152,9—4151,0 Å. zeigen ebenfalls bei starker Zerstreuung und 7000 Volt Kathodenfall sowohl ruhende wie bewegte Intensität, und zwar die letztere im Verhältnis zur ersteren sehr viel größer als das Serientriplet. Bei geringer Zerstreuung (Beimischung von H und He zum S-Dampf) erscheint im ausgeprägten Unterschied vom Serientriplet die bewegte Intensität dieser Linie sehr viel größer als die ruhende Intensität, beschränkt sich indessen auf das Intervall kleiner Geschwindigkeiten, schließt sich also unmittelbar an die ruhende Linie an. Bei sehr geringer Zerstreuung (große Geschwindigkeiten) wird die ruhende und die bewegte Intensität dieser Linien im Verhältnis zu derjenigen der Funkenlinien sehr klein.

5. Die „scharfen“ und „unscharfen“ Funkenlinien erscheinen bei großer Zerstreuung (reiner S-Dampf, kleine Geschwindigkeiten) in ruhender und bewegter Intensität sehr schwach neben den Bogenlinien. Umgekehrt überwiegt bei geringer Zerstreuung (große Geschwindigkeiten) ihre ruhende und bewegte Intensität im Verhältnis zu derjenigen der Bogenlinien. Zudem ist dann ihre bewegte Intensität sehr viel größer als ihre ruhende.

Unter diesen Bedingungen unterscheiden sich die „scharfen“ und „unscharfen“ Funkenlinien in folgendem Punkte. Bei den „scharfen“ Linien ist die ruhende Intensität etwas größer als bei den „unscharfen“. Der größte Teil der bewegten Intensität liegt bei den letzteren in einem Intervall größerer Geschwindigkeiten als bei den „scharfen“ Funkenlinien. Das Intensitätsminimum zwischen ruhender Linie und bewegtem Streifen ist demgemäß bei den „unscharfen“ Funkenlinien breiter als bei den „scharfen“.

6. Der Vergleich der Kanalstrahlenbilder der vier Arten von Linien des Schwefels und die Analogie zu den Kanalstrahlenspektren anderer Elemente macht folgende Zuordnung der vier Spektren des Schwefels wahrscheinlich.

Das erste Bogenspektrum (Serienspektrum) hat das positiv einwertige S_2 -Molekulation als Träger. Die Linien des zweiten

Bogenspektrums werden von den positiv einwertigen S-Atomionen, die „scharfen“ Funkenlinien von den positiv zweiwertigen, und die „unscharfen“ von den positiv dreiwertigen S-Atomionen ausgesandt.

Spektrum des Chlors.

§ 14. Spezielle Methoden. Die Untersuchung der Cl-Spektren in den Kanalstrahlen bietet große Schwierigkeiten. Will man eine reine Cl_2 -Atmosphäre als Füllung der Stromröhre benutzen, so tritt eine rasch fortschreitende Reaktion des Gases auf die Elektroden ein. Zwar werden Pt-Elektroden weniger stark als Al-Elektroden angegriffen, beide jedoch in einem Maße, das in kurzer Zeit zur Bildung eines undurchsichtigen Überzuges auf der Rohrwand führt. Die zunächst auffallende Erscheinung, daß selbst Pt in einer Kanalstrahlenröhre stark zerstäubt wird, findet ihre Erklärung in der chemischen Aktivierung¹⁾ des Chlors durch die Glimmentladung. Das hierbei gebildete einatomige Chlor verbindet sich eben auch leicht mit Platin.

Zur Füllung der Kanalstrahlenröhre mit reinem Chlor wurde in folgender Art verfahren. An die Kanalstrahlenröhre war ein seitliches (Entwicklungs-)Rohr angesetzt, an dessen abgewandtem Ende sich festes AuCl_3 befand. Zwischen die Entwicklungszelle und die Stromröhre war zur Fernhaltung von Wasserdampf aus dieser ein ungefähr 20 cm langes, mit P_2O_5 gefülltes Rohr eingeschaltet; um die Zelle selbst war außen zum Zweck elektrischer Heizung eine Spirale herumgelegt. So konnte das Cl_2 , nachdem das Chlorid durch Vorwärmen entwässert war, in beliebiger Menge, allein abhängig von dem Grade der äußeren Heizung, infolge Zersetzung des AuCl_3 entwickelt werden, so daß für ständigen Ersatz des in der Röhre gebundenen Chlors gesorgt wurde.

In dieser Weise wurde an mehreren Kanalstrahlenröhren eine Reihe von Aufnahmen gemacht insbesondere bei den Vorversuchen mit einer Einstellung des Glasspektrographen von geringerer Dispersion. Bei den Aufnahmen, die

1) J. Stark, Physik. Zeitschr. 14. p. 497. 1913.

im folgenden verwertet sind, wurde das Chlor auf Grund der gewonnenen Erfahrungen in einfacherer Weise dargestellt. In einem zwischen Kathode und Anode, unmittelbar vor letzterer, angeschmolzenen Seitenansatz befand sich HgCl_2 . Durch Anheizen mit dem Bunsenbrenner oder einer Heizspirale konnten dann HgCl_2 -Dämpfe in die Stromröhre entwickelt werden. Hier wurden sie bei ihrem Auftreten vor der Anode und bei ihrem Vorwärtsschreiten zur Kathode von den Kathoden- und Kanalstrahlen getroffen und, soweit nicht die Erwärmung bereits eine Zersetzung in HgCl und Cl_2 herbeigeführt hatte, unter dem Stoß dieser Strahlen dissoziiert. Das so in reichlicher Menge neben Hg , HgCl und HgCl_2 auftretende Cl_2 konnte dann an der Kanalstrahlenbildung vor der Kathode und an der Lichtemission hinter ihr teilnehmen. Hierbei wurde der Nachteil der weitgehenden Reaktion der reinen Cl_2 -Atmosphäre auf die Elektroden beträchtlich eingeschränkt. Die Füllung der Röhre bestand für diese Aufnahmen außer aus HgCl_2 und Cl_2 auch aus Wasserstoff und damit wohl auch aus HCl . Außerdem wurden Aufnahmen gemacht, bei denen der Teildruck des beigemischten Heliums gegenüber dem HgCl_2 und Cl_2 überwog, so daß in einigen Fällen die Cl -Strahlen in einer fast reinen He -Atmosphäre verliefen.

Die Funkenlinien des Chlors wurden, um einen Vergleich mit dem Kanalstrahlenspektrum zu ermöglichen, an der positiven Säule einer Geißleröhre in der oben angegebenen Weise beobachtet. Als Füllung der Röhre dienten AlCl_3 -Dämpfe. Das feste AlCl_3 befand sich hierbei in einem kurzen Seitenrohr. Die Regelung des Dampfdruckes erfolgte durch äußere Heizung.

§ 15. **Bogen- und Funkenspektrum des Chlors.** Das Funkenspektrum des Chlors (Spektrum großer Stromdichte in der positiven Säule) ist bereits von mehreren Autoren beobachtet worden. J. M. Eder und E. Valenta¹⁾ haben es ausführlich beschrieben und ihrer Darstellung vorzügliche Tafeln beigegeben. Später hat E. Goldstein²⁾ gefunden, daß Chlor

1) J. M. Eder und E. Valenta, Beiträge zur Photochemie und Spektralanalyse, Wien 1904.

2) E. Goldstein, Verh. D. Phys. Ges. 9. p. 821. 1907.

bei mäßiger Stromdichte in der positiven Säule noch ein anderes Linienspektrum, also nach der hier gebrauchten Bezeichnungsweise, ein Bogenspektrum zur Emission bringt, und zwar in beträchtlicher Intensität, wenn unter denselben Bedingungen die Funkenlinien schwach oder überhaupt nicht vertreten sind. Die Beobachtung Goldsteins ist seitdem von keiner anderen Seite bestätigt worden; nach der vorliegenden Untersuchung der Cl-Kanalstrahlen bewahrheitet sich diese Auffindung eines neuen Cl-Spektrums indessen vollauf, nämlich als Bogenspektrum des Chlors. Die wichtigsten der von Goldstein angegebenen Bogenlinien ließen sich nämlich im Cl-Kanalstrahlenspektrum nachweisen, und es konnte festgestellt werden, daß sie in Analogie zu anderen Elementen das Verhalten von Bogenlinien zeigen.

Von den bei Goldstein mit den Wellenlängen λ 466—461—453—439 $\mu\mu$ angegebenen Chlorlinien konnten abgesehen von der Linie λ 466 $\mu\mu$ in den Kanalstrahlen folgende Linien als Bogenlinien gekennzeichnet werden: λ 4603—4526—4389 und außerdem λ 4402 Å. Es treten noch mit geringerer Deutlichkeit einige andere Linien von Bogencharakter auf, indessen sei von der Mitteilung ihrer Wellenlängen abgesehen, da die vorliegende Untersuchung auf die Charakteristik typischer Einzellinien beschränkt sein soll.

Zahlreicher sind die Angaben über das Funkenspektrum des Chlors. Es kommen hier vor allem diejenigen Eder und Valentas in Betracht. Unter den vielen von ihnen gemessenen Linien unterscheiden sie solche, die bei steigendem Druck und wachsender Stromdichte in der positiven Säule ein besonderes Verhalten zeigen. Sie teilen mit, daß einige Linien bei einer derartigen Veränderung der Stromdichte relativ scharf bleiben, während andere im Verhältnis zu ihnen stark verbreitert werden. In Übereinstimmung damit treten auch auf unseren Spektrogrammen hauptsächlich zwei Gruppen von Funkenlinien auf; sie seien in Anlehnung an das S-Spektrum als „scharfe“ und „unscharfe“ unterschieden. Es erscheint jedoch sehr wohl möglich, daß jede dieser Hauptgruppen, zumal diejenige der „unscharfen“ Funkenlinien, weitere Untergruppen umfaßt, die bei genauerer Untersuchung, als sie hier durchgeführt werden konnte, charakteristische Unterschiede zeigen

mögen und demnach vielleicht verschiedenwertigen Trägern zuzuordnen sind.

§ 16. Vergleich der Kanalstrahlenbilder der Bogen- und Funkenlinien des Chlors. Die Figg. 14 u. 15 geben die Kanalstrahlenbilder zweier Bogenlinien des Chlors λ 4603 und 4527 Å. unter zwei Bedingungen wieder, einmal für 8000 Volt Kathodenfall und ziemlich starke Zerstreuung, anderseits für 17000 Volt Kathodenfall und geringe Zerstreuung. Wie wir bereits aus anderen Fällen wissen und wie der Vergleich der

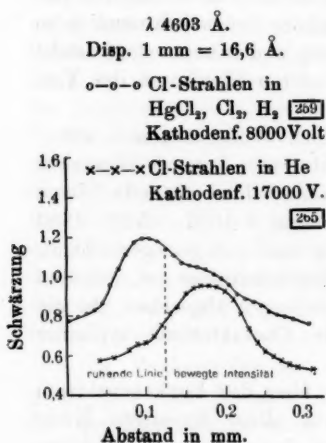


Fig. 14.

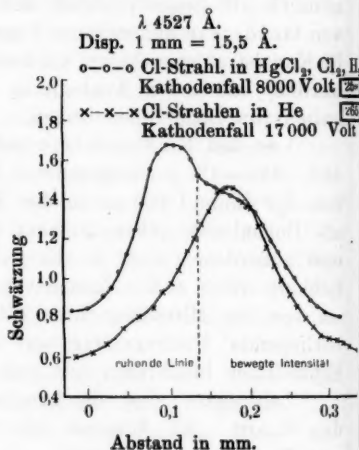


Fig. 15.

Kanalstrahlenbilder in den vorstehenden Figuren unter den beiden Bedingungen lehrt, ist bei beträchtlicher Zerstreuung die ruhende Intensität groß im Verhältnis zur bewegten Intensität, während bei geringer Zerstreuung und beim Verlauf der Cl-Strahlen in einer wenig chlorhaltigen He-Atmosphäre die ruhende Linie stark hinter dem bewegten Streifen zurücktritt. Das gleiche Verhalten unter den gegebenen Bedingungen zeigen auch die Funkenlinien des Chlors, wie es aus den Kanalstrahlenbildern in den Figg. 16 u. 17 zu ersehen ist.

Vergleicht man auf Grund der vorstehenden Kanalstrahlenbilder die bewegte Intensität von Bogen- und Funkenlinien miteinander, so ergeben sich folgende Resultate. Beim Über-

gang von beträchtlicher Zerstreuung und mäßiger Geschwindigkeit (8000 Volt Kathodenfall) zu geringer Zerstreuung und

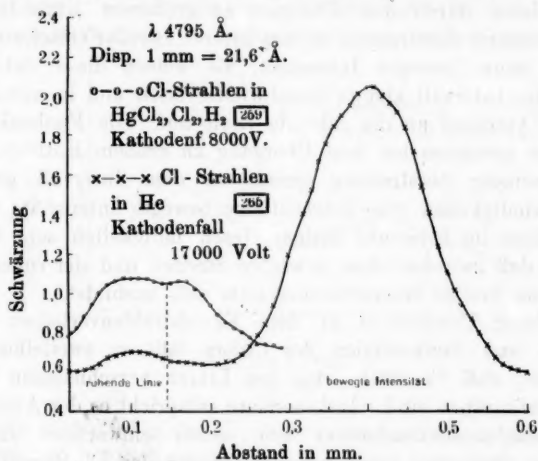


Fig. 16.

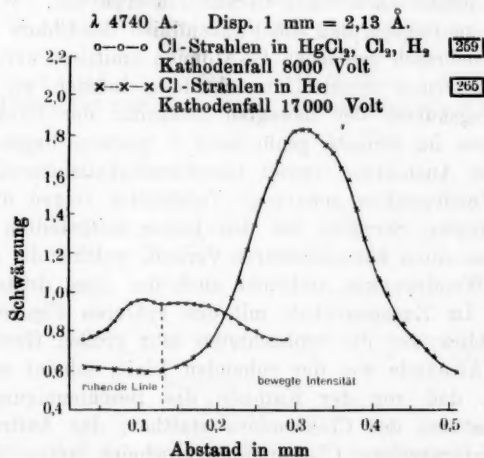


Fig. 17.

großer Geschwindigkeit (17000 Volt) wird die bewegte Intensität der Bogenlinien eher kleiner als größer, diejenige der

Funkenlinien verstärkt sich dagegen auf ein Vielfaches ihres Wertes unter den ersten Bedingungen. Zudem gewinnen die Bogenlinien durch den Übergang zu größerem Kathodenfall bei geringerer Zerstreuung in dem Intervall großer Geschwindigkeiten kaum bewegte Intensität, sie weisen diese vielmehr allein im Intervall kleiner Geschwindigkeiten und in unmittelbarem Anschluß an die ruhende Linie auf. Die Funkenlinien dagegen gewinnen bei dem Übergang zu großem Kathodenfall und geringer Zerstreuung gerade in dem Intervall großer Geschwindigkeiten eine beträchtliche bewegte Intensität, während diese im Intervalle kleiner Geschwindigkeiten sehr klein ist, so daß zwischen dem bewegten Streifen und der ruhenden Linie ein breites Intensitätsminimum sich ausbildet.

Dieser Unterschied in dem Kanalstrahlenverhalten der Bogen- und Funkenlinien des Chlors läßt es zweifellos erscheinen, daß die zwei Arten von Linien verschiedenen Trägern zuzuordnen sind. Insbesondere entspricht es der Analogie des Kanalstrahlenverhaltens von positiv einwertigen Linien anderer Elemente, wenn wir den Träger der Cl-Bogenlinien in dem positiv einwertigen Cl-Atomion erblicken. Wir haben alsdann zu folgern, daß die Funkenlinien des Chlors von dem positiv mehrfach geladenen Cl-Atomion emittiert werden.

Auf Grund dieser Unterscheidung müssen wir in den Verteilungskurven der bewegten Intensität der Funkenlinien, soweit sie im Gebiete genügender Dispersion liegen, mindestens die Ausbildung zweier Geschwindigkeitsintervalle, d. h. eines Wendepunktes erwarten. Tatsächlich zeigen die Bilder des bewegten Streifens bei den bisher mitgeteilten Figuren einen wesentlich komplizierteren Verlauf, welcher die Annahme zweier Wendepunkte, vielleicht auch die eines dritten rechtfertigt. Im Zusammenhalt mit den späteren Figuren, sowie im Hinblick auf die beobachteten sehr großen Geschwindigkeiten (Abstände von der ruhenden Linie) scheint es sichergestellt, daß vor der Kathode die Beschleunigung dreier Ladungsstufen des Cl-Atomions statthat; das Auftreten des positiv vierwertigen Cl-Atomions erscheint unter denselben Bedingungen wahrscheinlich.

§17. Kanalstrahlenverhalten der „scharfen“ und „unscharfen“ Cl-Funkenlinien. Wenn auch die in der vorliegenden Unter-

suchung gewonnenen Kanalstrahlenbilder nicht mit Sicherheit die Frage nach dem Auftreten positiv vierwertiger Cl-Atomionen beantworten, so konnten doch Unterschiede in dem Kanalstrahlenverhalten der „scharfen“ und „unscharfen“ Linien fest-

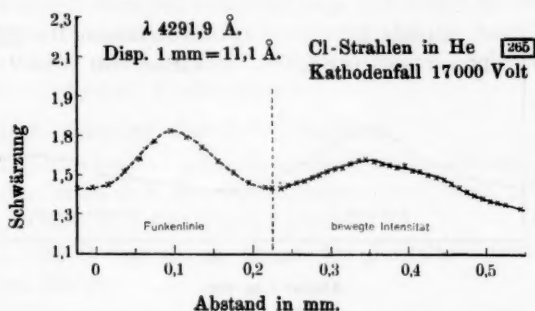


Fig. 18.

gestellt werden. Um das Ergebnis vor auszuschicken, ergab sich der Schluß, daß die „scharfen“ Funkenlinien dem positiven zweiwertigen, die „unscharfen“ wenigstens zum Teil dem positiv dreiwertigen Cl-Atomion zuzuordnen sind. Es erscheint außerdem

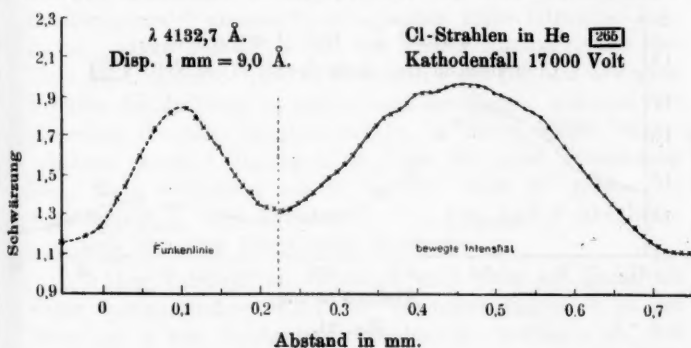


Fig. 19.

als möglich, daß ein anderer Teil der „unscharfen“ Funkenlinien von dem positiv vierwertigen Cl-Atomion emittiert wird.

Zur Veranschaulichung des Verhaltens der zwei Arten von Funkenlinien sind in den Figg. 18 u. 19 die Kanalstrahlen-

bilder der bewegten Streifen zweier „scharfer“ Funkenlinien, in den Figg. 20 u. 21 die Bilder des bewegten Streifens zweier „unscharfer“ Funkenlinien mitgeteilt. Auf dem Spektrogramm, von welchem sie abgenommen sind, fehlt bei allen Linien die

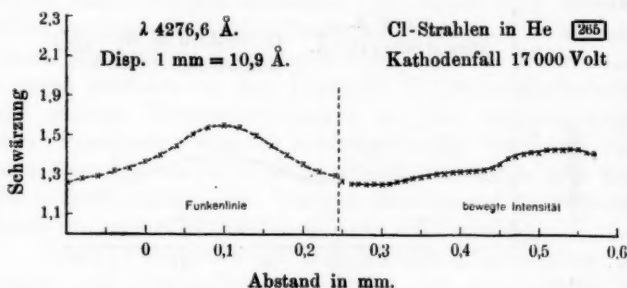


Fig. 20.

ruhende Intensität. Um einerseits ihre relative Lage zu den bewegten Streifen in den vorstehenden Figuren anzugeben, um anderseits gleichzeitig den Vergleich ihres Aussehens im Säule-Funkenspektrum zu ermöglichen, sind in den Figuren

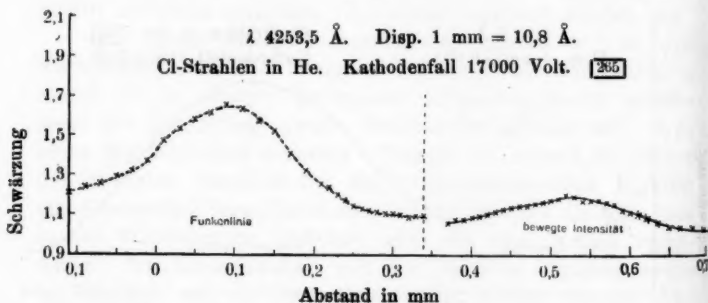


Fig. 21.

links neben dem bewegten Streifen die Schwärzungsbilder derselben Linien von einem Funkenspektrogramm eingezeichnet. Die Verbreiterung der „scharfen“ Funkenlinien ist, nach dem beiderseitigen steileren Schwärzungsabfall zu schließen, kleiner als diejenige der „unscharfen“ Linien. Während die Inten-

sitäten im Funkenspektrum der beiden Arten von Linien nur wenig voneinander abweicht, ist die bewegte Intensität der „scharfen“ Funkenlinien im Kanalstrahlenspektrum beträchtlich größer als diejenige der „unscharfen“ Funkenlinien. Das Maximum der bewegten Intensität liegt (auf Grund der Figuren von Abstand auf Geschwindigkeit reduziert) für die „unscharfen“ Funkenlinien bei erheblich größeren Geschwindigkeiten als bei den „scharfen“ Funkenlinien.

§ 18. Resultate über das Cl-Spektrum.

1. Chlor besitzt ein Bogen- und ein Funkenspektrum; in dem letzteren lassen sich zwei Hauptgruppen von Linien, „scharfe“ und „unscharfe“ Funkenlinien unterscheiden.

2. Die Cl-Bogenlinien zeigen das Verhalten positiv einwertiger Linien.

3. Die „scharfen“ Cl-Funkenlinien werden von dem positiv zweiwertigen Cl-Atomion, die „unscharfen“ wenigstens zum Teil von dem positiv dreiwertigen Cl-Atomion emittiert.

§ 19. Bogen- und Funkenlinien des Jods. Die Untersuchung der Linien des Jods in den Kanalstrahlen machte aus zwei Gründen Schwierigkeiten. Einmal erschienen in dem Leistungsbereich unseres Spektrographen keine intensiven Jodlinien, sodann reichte wegen des großen Atomgewichtes des Jods die Dispersion unseres Apparates nicht aus, die bewegten Streifen der Jodlinien soweit auseinanderzulegen, daß sich verschiedene Geschwindigkeitsintervalle in ihnen hätten unterscheiden lassen. Gleichwohl konnten wir unter Verwendung eines Kameraobjektivs von 21 cm Brennweite die große Verschiedenheit in dem Verhalten der Bogen- und Funkenlinien des Jods mit aller Deutlichkeit feststellen.

Während früher an Joddampf wohl mehr aus Zufall als unter systematischer Wahl der Versuchsbedingungen in der Hauptsache nur Funkenlinien beobachtet worden sind, hat zuerst E. Goldstein¹⁾ die Versuchsbedingungen so gewählt, daß er ein neues Spektrum für mäßige Stromdichte in der positiven Säule erhielt. Es war von vornherein zu erwarten,

1) E. Goldstein, Verh. d. Deutsch. Phys. Ges. 9. p. 329. 1907.
Annalen der Physik. IV. Folge. 45

daß die neuen von Goldstein beobachteten Linien λ 524—520—512—491 Å. zu dem Bogenspektrum des Jods gehören. In der Tat erhielten wir die Linien λ 491 Å. — die übrigen von Goldstein angegebenen Linien lagen außerhalb des Leistungsbereiches unseres Spektrographen — unter den Bogenbedingungen — konstanter Glimmstrom von 18 Milliamp. oder kleines Induktorium ohne parallel geschaltete Kapazität — an der positiven Säule in einer Röhre von 1 mm Durchmesser in Joddampf von Zimmertemperatur. Unter diesen Bedingungen erschienen außerdem noch folgende Bogenlinien des Jods auf unseren Spektrogrammen: λ 4896 (5)—4849 (2)—4820 (2)—4760 (7)—4480 (5)—4322 (8).

Schaltet man parallel zu einer Geißleröhre mit Joddampf eine Kapazität und vor sie eine Funkenstrecke in Luft, so erhält man das Funkenspektrum des Jods. Wir führen folgende Jod-Funkenlinien an: λ 4658 (10)—4641 (8)—4635 (7)—4633 (8)—4622 (7)—4453 (7)—4445 (4)—4443 (3)—4428 (3)—4422 (4)—4413 (3)—4410 (2)—4408 (2)—4399 (4)—4376 (3)—4292 (3). An allen diesen Linien haben wir bewegte Streifen beobachtet.

Nach Analogie zum Chlorspektrum darf man erwarten, daß sich auch im Funkenspektrum des Jods scharfe und unscharfe Linien unterscheiden lassen. Nun treten auf unseren Funkenspektrogrammen zwar Unterschiede in der Schärfe verschiedener Linien auf und ihnen entsprechen gewisse Unterschiede der bewegten Streifen. Indes sind diese Unterschiede doch nicht so deutlich, daß eine sichere Scheidung der Jodlinien in zwei Liniengruppen sich durchführen ließe. Von vornherein fällt die große Schärfe der Jodlinien im Vergleich zu den Chlorlinien auf. Der Grund dieses Unterschieds dürfte in dem großen Atomgewicht des Jods zu suchen sein auf Grund der Regel, daß die Verbreiterung durch Dampf- oder Stromdichteerhöhung für homologe Linien verschiedener Elemente innerhalb einer Vertikalreihe des periodischen Systems mit zunehmendem Atomgewicht kleiner wird. Bei Anwendung einer größeren Dispersion, als sie uns zur Verfügung stand, mag es gelingen, auch im Funkenspektrum des Jods scharfe und unscharfe Linien deutlich voneinander zu unterscheiden. Hier sei davon abgesehen und nur der Vergleich der Bogen- und

Funkenlinien als zwei verschiedener Gruppen hinsichtlich ihres Verhaltens in den Kanalstrahlen durchgeföhrt.

Bei Verlauf in Jod mit wenig Helium, also bei starker Zerstreuung der J-Kanalstrahlen überwiegen an Intensität die Bogen- die Funkenlinien, und zwar ist bei beiden Arten von Linien, z. B. bei der Bogenlinie λ 4322 Å. und bei der Funkenlinie λ 4399 Å., die ruhende Linie sehr viel intensiver als der bewegte Streifen. Dieser erstreckt sich nur auf das Gebiet kleiner Geschwindigkeiten, ist also schmal und schließt sich unmittelbar an die ruhende Linie an.

Verlaufen die J-Kanalstrahlen überwiegend in Helium, so erscheinen intensiv die ruhenden Bogenlinien, der an sie sich anschließende schmale bewegte Streifen hat eher an Intensität verloren. Die Funkenlinien dagegen besitzen unter dieser Bedingung keine merkliche ruhende Intensität, während ihr bewegter Streifen sehr intensiv geworden ist und sich auf ein dreimal größeres Geschwindigkeitsintervall bei demselben Kathodenfall erstreckt.

Nach den für andere Elemente gegebenen Darlegungen liegt die Deutung der vorstehenden Beobachtungen zutage.

Spektrum des Stickstoffs.

§ 20. Liniengruppen des Stickstoffs. Die Linien des Stickstoffs in den Kanalstrahlen sind bereits zweimal Gegenstand einer experimentellen Untersuchung gewesen. Über seine eingehenden Untersuchungen hat W. Hermann¹⁾ einen kurzen, aber inhaltsreichen Bericht mitgeteilt und H. Wilsar²⁾ hat für mehrere Stickstofflinien Schwärzungskurven ihrer ruhenden Linien und bewegten Streifen veröffentlicht. W. Hermann hat zwischen vier verschiedenen Gruppen von Stickstofflinien unterschieden; er hatte zwar unter der Leitung des einen von uns (Stark) seine Untersuchungen ausgeföhrt, indes erschienen diesem (Stark) seine Resultate so merkwürdig, daß er eine Nachprüfung derselben mit verbesserten Mitteln für notwendig hielt. Da W. Hermann die N-Kanalstrahlen nur in reinem Stickstoff erzeugte und verlaufen ließ, so traten die Unterschiede der vier Gruppen von N-Linien nicht so deutlich hervor, daß

1) W. Hermann, Phys. Zeitschr. 7. p. 567. 1906.

2) H. Wilsar, Ann. d. Phys. 39. p. 1251. 1912.

man von ihrer wirklichen Existenz überzeugt sein mußte. Es war zu erwarten, daß der Vergleich der Schwärzungsbilder der N-Linien für Kanalstrahlen in Stickstoff und für Kanalstrahlen in einem Gemisch von Helium und Stickstoff die Unterschiede der N-Liniengruppen deutlicher machen werde.

Es sei nun gleich als Resultat unserer Beobachtungen an den N-Linien in den Kanalstrahlen und im Funken mitgeteilt, daß wir Hermanns Resultat über das Vorkommen von vier Liniengruppen des Stickstoffs durchaus bestätigen können.

Da ist zunächst eine Gruppe von Bogenlinien (Gruppe *F* Hermanns); zu ihnen gehören die Linien λ 4150—4110—4100 Å. Ihr Verhalten ist analog demjenigen der Bogenlinien anderer Elemente. Sie erscheinen nämlich in der positiven Säule bei mäßiger Stromdichte, fehlen dagegen im oszillatorischen Funken; ferner werden sie von den N-Kanalstrahlen bei starker Zerstreuung, also bei Verlauf derselben in N_2 und O_2 , in großer ruhender und bewegter Intensität emittiert. Bei geringer Zerstreuung, also bei großer Geschwindigkeit der N-Kanalstrahlen ist dagegen ihre bewegte Intensität nur klein und beschränkt sich zudem auf das Intervall kleiner Geschwindigkeiten.

Neben den Bogenlinien besitzt Stickstoff noch zahlreiche Funkenlinien. Diese sind in der positiven Säule bei mäßiger Stromdichte unmerkbar oder sehr schwach, sie besitzen dagegen im oszillatorischen Funken bei großer Stromdichte eine große Intensität. Sie sind zunächst in zwei Gruppen zu scheiden, in scharfe und unscharfe Funkenlinien; diese verbreitern sich bei Erhöhung der Stromdichte viel stärker als jene. Beide Liniengruppen besitzen in den Kanalstrahlen bei kleiner Geschwindigkeit (große Zerstreuung) nur eine geringe bewegte und ruhende Intensität; bei großer Geschwindigkeit und geringer Zerstreuung, also beim Verlauf in einer Mischung von Stickstoff und Helium weisen sie keine ruhenden Linien auf, dagegen intensive bewegte Streifen. Die Intensität der unscharfen Funkenlinien ist hierbei in dem Intervall großer Geschwindigkeiten im Vergleich zu den scharfen Linien sehr viel größer als in den Intervallen kleinerer Geschwindigkeiten.

Beispiele für die Gruppe der scharfen Funkenlinien (Gruppe *C* Hermanns) sind folgende auch von Hermann ange-

gegebenen Linien: λ 5005,7—5002,7—4643,4—4630,9—4622,0—4614,2—4607,2—4601,3—3995,3 Å. Die Gruppe *E* Hermanns ist diejenige der unscharfen Funkenlinien; Hermann weist ihr nur die Linien λ 4530,3—4432,0—4041,4—4035,2 Å. zu. Wir geben außer ihnen noch folgende Linien (Wellenlängen nach O. Neovius¹⁾ als Beispiele an: 4552,6(10)—4242,0(10)—4237,0(8)—4228,5(5)—4215,6(4)—4207,0(3)—4199,3(2)—4180,3(4)—4176,7(5)—4081,7(2)—4056,8(1)—4025,9(3) Å.

Außer diesen zwei Liniengruppen erhält man nun von dem Funken in Stickstoff noch eine dritte Liniengruppe (Gruppe *D* Hermanns) von eigenartigem Verhalten. Sie besitzen im Funken eine beträchtliche Intensität und sind nur mäßig verbreitert; in den Kanalstrahlen dagegen haben wir sie unter den von uns angewendeten Bedingungen (7500 Volt Kathodenfall, Verlauf in N_2 oder in $He + N_2$) weder in ruhender noch in bewegter Intensität erhalten können. Zu dieser merkwürdigen Gruppe gehören die Linien λ 4803,6—4788,5—4780,1—4447,2 Å.

§ 21. Kanalstrahlenbilder ein-, zwei- und dreiwertiger N-Linien. In Fig. 22 sind zwei Kanalstrahlenbilder der N-Bogenlinie λ 4109,4 Å. mitgeteilt. Das eine wurde für starke, das andere für geringe Zerstreuung der N-Kanalstrahlen erhalten. Wie man sieht, ist im zweiten Falle umgekehrt zu dem ersten die ruhende Linie zwar beträchtlich weniger intensiv als der bewegte Streifen, immerhin aber besitzt sie noch eine merkliche Intensität.

Anders ist das Verhalten der Funkenlinien. Bei starker Zerstreuung weisen sie in den Kanalstrahlen zwar ebenfalls eine schwache ruhende Linie und einen wenig intensiven Streifen auf; bei geringer Zerstreuung fehlt jedoch ihre ruhende Linie, ihr bewegter Streifen ist dagegen sehr intensiv geworden. Als Beispiel hierfür sind zwei Kanalstrahlenbilder der Linie λ 3995,2 Å. mitgeteilt; sie sind zwar beide für geringe Zerstreuung erhalten worden, indes war diese im Falle der Fig. 23 noch kleiner als im Falle der Fig. 24. Wie man sieht, fehlt in beiden Fällen die ruhende Linie, im Falle der kleineren

1) O. Neovius, Bih. Svenska Vet. Akad. Handl. 17. p. 1. Nr. 8. 1891.

Zerstreuung (Fig. 24) liegt der größte Teil der Intensität im Intervall größter Geschwindigkeit.

Vergleicht man die Fig. 22 mit den Fig. 23 u. 24, so leuchtet ohne weiteres die Folgerung ein, daß die zwei Liniengruppen verschiedene Träger haben.

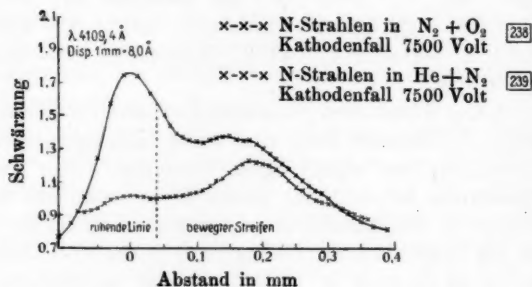


Fig. 22.

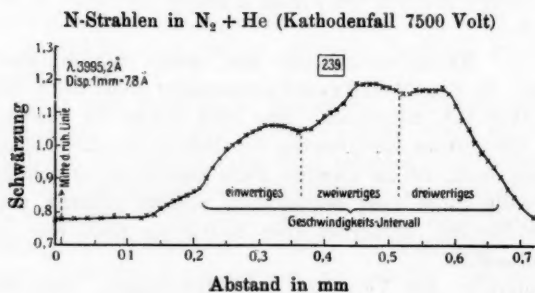


Fig. 23.

Und zwar liegt die Vermutung nahe, daß die N-Bogenlinien von dem positiv einfach geladenen Stickstoffatomion, die scharfen Funkenlinien von dem positiv zweiwertigen Stickstoffatomion emittiert werden. So ist zu verstehen, warum bei starker Zerstreuung, also bei geringer Geschwindigkeit der N-Kanalstrahlen überwiegend die Bogenlinien in bewegter und ruhender Intensität herauskommen. Unter diesen Bedingungen bilden sich nämlich die gebremsten zwei- und dreiwertigen N-Strahlen durch Elektronisierung leicht in einwertige Strahlen

um und können sich hieraus bei der kleinen Geschwindigkeit nicht mehr durch Stoßionisierung zurückbilden. Durch Steige-

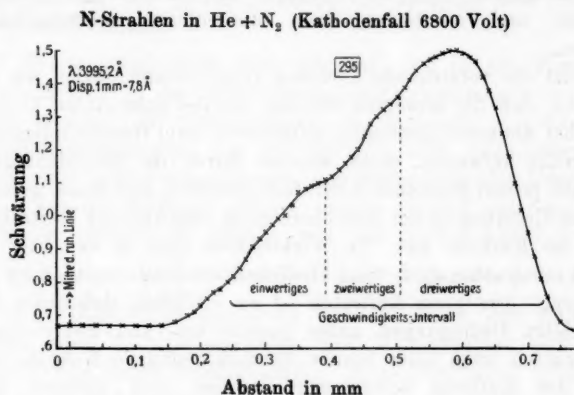


Fig. 24.

N-Strahlen in He + N₂ (Kathodenfall 6800 Volt)

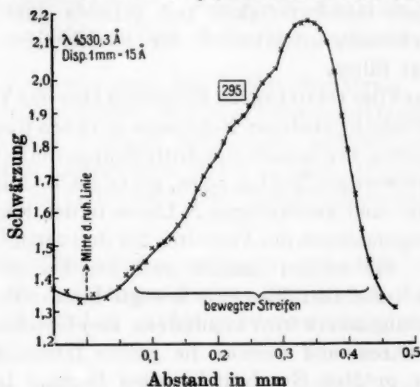


Fig. 25.

ung der Geschwindigkeit infolge der Verringerung der Zerstreuung vermögen dagegen die Bogenlinien keine bewegte Intensität zu gewinnen; denn nunmehr bilden sich die schnellen

zwei- und dreiwertigen Strahlen, falls sie durch Elektronisierung ein- oder zweiwertig geworden sind, bei einem lichterregenden Stoß leicht wieder in höherwertige Strahlen zurück und emittieren dann die diesen eigentümlichen Linien.

Ist die vorstehende Deutung richtig, dann dürfen wir erwarten, daß die bewegten Streifen der N-Funkenlinien ähnlich wie bei anderen Elementen mindestens zwei Geschwindigkeitsintervalle aufweisen, eines, welches durch die Beschleunigung einfach positiv geladener N-Strahlen entstand, und eines, welches seinen Ursprung in der Beschleunigung zweiwertiger N-Strahlen vor der Kathode hat. In Wirklichkeit sind in den Figg. 23 u. 24 mindestens drei Geschwindigkeitsintervalle deutlich zu erkennen. Aus ihrem Auftreten ist zu schließen, daß unter den gewählten Bedingungen außer positiv ein- und zweiwertigen N-Strahlen auch noch positiv dreifach geladene N-Atomionen vor der Kathode beschleunigt wurden und dadurch eine „dreiwertige“ Geschwindigkeit gewannen. Hinter der Kathode verwandelten sich solche dreiwertige N-Kanalstrahlen durch einfache Elektronisierung in zweiwertige Strahlen unter Beibehaltung ihrer Geschwindigkeit und konnten dann das dreiwertige Geschwindigkeitsintervall der zweiwertigen N-Linien mit Intensität füllen.

Auf Grund der vorstehenden Folgerung über das Vorkommen von positiv dreifach geladenen N-Atomionen in den Kanalstrahlen läßt sich erwarten, daß es noch eine dritte Gruppe von N-Linien, diejenige der dreiwertigen N-Atomionen, geben muß. Aus dem Verhalten der ein- und zweiwertigen N-Linien in den Kanalstrahlen läßt sich extrapolatorisch das Verhalten der dreiwertigen N-Linien vorhersagen. Sie werden nämlich auch nur bei geringer Zerstreuung von N-Kanalstrahlen eine bewegte Intensität aufweisen; deren Verteilungskurve wird mindestens drei Geschwindigkeitsintervalle besitzen, und weitaus die größte Intensität wird im Intervall der größten Geschwindigkeiten liegen. Leider liegt nun keine intensive unscharfe N-Funkenlinie in dem Bereich großer Dispersion unseres Spektrographen. Wir können es darum nur als wahrscheinlich bezeichnen, daß die unscharfen N-Funkenlinien das positiv dreiwertige N-Atomion als Träger haben. Wie nämlich Fig. 25 erkennen läßt, sind in der Ver-

teilungskurve der unscharfen Linie $\lambda 4530,3 \text{ \AA}$. mehrere Geschwindigkeitsintervalle wenigstens angedeutet, jedenfalls aber liegt weitaus die größte Intensität im Intervall der größten Geschwindigkeiten.

Es sei nachträglich noch bemerkt, daß in den Figg. 23 u. 24 unterhalb des einwertigen Geschwindigkeitsintervalles nach kleineren Geschwindigkeiten zu noch ein weiteres Geschwindigkeitsintervall von geringer Intensität angedeutet ist. Es scheint nicht ausgeschlossen, daß dieses folgenden Ursprung hat. Vor der Kathode mögen positiv einfach geladene N_2 -Moleküle beschleunigt worden sein und so Geschwindigkeiten im Verhältnis $1: \sqrt{\frac{N}{N_2}}$ zu den Geschwindigkeiten der positiv einwertigen N-Strahlen gewonnen haben; hinter der Kathode mögen diese N_2 -Strahlen durch Stoß in N-Strahlen sich dissoziiert und durch Stoßionisierung in zweiwertige N-Strahlen sich verwandelt haben.

Zum Schluß dieses Abschnittes sei daran erinnert, daß J. J. Thomson¹⁾ mit Hilfe der elektromagnetischen Analyse das Vorkommen positiv einwertiger N_2 -Kanalstrahlen, positiv ein-, zwei- und dreiwertiger N-Strahlen nachgewiesen hat.

§ 22. Resultate über das Stickstoffspektrum. — 1. Stickstoff besitzt ein Bogen- und ein Funkenspektrum; in diesen lassen sich drei Gruppen von Linien unterscheiden: scharfe und unscharfe Funkenlinien und eine dritte Gruppe von Linien, welche sich bis jetzt nicht im Kanalstrahlenspektrum beobachten ließ.

2. Die N-Bogenlinien zeigen in den Kanalstrahlen das Verhalten von einwertigen Linien; ihre bewegte Intensität beschränkt sich nämlich auf kleine Geschwindigkeiten der Kanalstrahlen.

3. Die bewegte Intensität der scharfen und unscharfen N-Funkenlinien ist für große Geschwindigkeiten beträchtlich;

1) J. J. Thomson, Jahrb. d. Rad. u. El. 8. p. 226. 1911; Phil. Mag. 24. p. 668. 1912.

ihre Verteilungskurve weist mindestens drei Geschwindigkeitsintervalle auf.

4. Der Vergleich der Kanalstrahlenbilder der N-Linien untereinander und mit denjenigen anderer Elemente, macht es wahrscheinlich, daß die Bogenlinien von dem positiv einwertigen, die scharfen Funkenlinien von dem positiv zweiwertigen, die unscharfen Funkenlinien von dem positiv dreiwertigen Stickstoffatomion emittiert werden.

Aachen, Physik. Institut der Hochschule, Oktober 1913.

(Eingegangen 17. April 1914.)

3.

W
N
en
im
un
so
de
et
er
le
sch
1
na
flu
St
nu
sic
sch
ge
St
au
au
au
sa
de

3. *Über Gestalt und Bildung von Wasserstrahlen,
auf welche Töne einwirken;
von Paul Cermak.*

(Hierzu Tafel I—III.)

Seit den Untersuchungen Savarts¹⁾ ist es bekannt, daß Wasserstrahlen eine ähnliche Empfindsamkeit gegen in ihrer Nähe erzeugte akustische Schwingungen aufweisen wie die empfindlichen Flammen. Während die empfindlichen Flammen im allgemeinen nur auf die ganz hohen, dem Gehör schon unangenehmen Töne ansprechen, liegt die Empfindsamkeit solcher Wasserstrahlen ungefähr in den Grenzen, zwischen denen die menschliche Stimme Töne zu bilden imstande ist, etwa zwischen 60—1300 Schwingungen. Tyndall mag der erste gewesen sein, der diese Erscheinung zu schönen Vorlesungsversuchen benutzte.²⁾ Er schloß mit einem Gummischlauch einen Steatitbrenner mit kreisförmiger Bohrung (etwa 1 qmm) an seine Wasserleitung und ließ den Strahl schief nach oben ausströmen. In einiger Entfernung von der Ausflußöffnung löst sich der Strahl in Tropfen auf, an Stelle des Strahles tritt ein immer breiter werdender Perlenregen. Tönt nun in der Nähe eine passend gewählte Stimmgabel, so schließen sich die zerstreuten Tropfen zusammen und bilden einen scheinbar ununterbrochenen flüssigen Bogen. Bei sorgfältig gewählter Tonlage konnte Tyndall die Einwirkung einer Stimmgabel, Orgelpfeife oder der menschlichen Stimme bis auf eine Entfernung von 19 m nachweisen. Gelegentlich traten auch statt des einen zwei nebeneinander laufende Strahlen auf. Wurden Schwebungen zweier Tonquellen erzeugt, so sammelte und verstreute der Strahl seine Tropfen im Zeitmaß der Schwebungen.

Beim gelegentlichen Aufbau dieser Vorlesungsversuche

1) F. Savart, Pogg. Ann. 90. p. 389. 1853.

2) J. Tyndall, Der Schall. Deutsche Ausgabe 2. Aufl. 1896.

machte ich einige merkwürdige Beobachtungen, sobald ich zwei oder mehrere Tonquellen, die im Verhältnis einfacher konsonanter Intervalle standen, auf den Strahl einwirken ließ, und diese veranlaßten mich, den Gegenstand näher zu untersuchen. Dabei ergaben sich die nachstehend beschriebenen Erscheinungen und Beziehungen, die zum Teil auch schon von anderen, z. B. C. Baur¹⁾, Ph. E. Belas²⁾, von letzterem am gerade nach unten fallenden Strahle beobachtet worden sind. Um recht empfindliche Strahlen zu erhalten, ist es nötig, Wirbelbildung in der Nähe der Ausflußöffnung nach Möglichkeit zu vermeiden. Die besten Ergebnisse erhielt ich, wenn der von der Wasserleitung kommende Gasschlauch in ein Glasrohr etwa gleicher Weite (1,5 cm) überging, das dann kegelförmig in eine Spitze ausgezogen war. Außerdem erwies es sich als zweckmäßig, zwischen Wasserleitungshahn und Ausflußrohr noch einen Windkessel einzuschalten, der erstens einmal die fortwährenden Schwankungen des Wasserdruckes ausglich und zweitens aus dem stark lufthaltigen Wasser störende Luftblasen abfing. Der hohe Druck, unter dem das Wasser ausfloß (etwa 7 Atmosphären, von denen freilich durch Hähne und Leitungen viel verloren ging), scheint erforderlich zum guten Gelingen der Versuche; denn wenn das Wasser nur aus einem in 6 m Höhe angebrachten Wasserbottich kam, gelang es, nur sehr schwach empfindliche Strahlen zu erhalten.

Wirkung einzelner Töne. Einfache Strahlen.

Fließt also z. B. ein Wasserstrahl unter 45° gegen die Horizontale schräg nach oben aus unter solchem Drucke, daß die Wurfparabel die Horizontale wieder in 1—1,5 m Entfernung schneidet, und ist die Ausflußöffnung etwa 1 qmm groß, so bleibt der Strahl etwa 20 cm zusammenhängend und löst sich von da in einen Tropfenregen auf, der wohl wegen des Zusammentreffens der einzelnen Tropfen und deren verschiedene Größe auf dem absteigenden Aste immer breiter wird. Projiziert man nun mit einer starken Lichtquelle den Teil des Strahles, wo er sich in Tropfen auflöst, auf einen nahe zum Strahl gebrachten Schirm, so erscheint der zusammenhängende Teil undurch-

1) C. Baur, Wied. Ann. 23. p. 150. 1884.

2) Ph. E. Belas, Proc. Dubl. Soc. (2) 10. p. 203. 360. 1905.

sichtig, wie ein Glasstab an seiner Stelle aussehen würde, der aufgelöste Teil durchlässig. Nun genügt jede mechanische Erschütterung, jeder Stoß, jedes Geräusch, der gesprochene Laut u. dgl. die Auflösestelle sofort zu verschieben. Die Verschiebung geschieht *immer nach der Seite der Ausflußöffnung* hin. Jedes Geräusch, gleichgültig, ob es durch die feste Auflage oder bloß durch die Luft auf die ausfließende Wassermenge übertragen wird, bewirkt ein früheres Auflösen des Strahles in einzelne Tropfen. Die Größe dieser Verschiebung wächst mit der Intensität der Erschütterung.

Die gefälligste Erscheinung, die man an solchem Strahle sehen kann, tritt nun wie schon erwähnt, dann ein, wenn statt der unregelmäßigen Erschütterungen eines Geräusches die regelmäßigen Vibrationen eines passend gewählten Tones auf den Strahl einwirken können. Auf den ersten Blick scheint nun gerade der umgekehrte Effekt einzutreten. Der Perlenregen verschwindet und der Strahl bleibt zusammenhängend auf seinem ganzen Wege. Hinter der Ausflußöffnung erscheint er vollkommen glatt, in etwa 10—15 cm Entfernung davon scheinen Einschnürungen und Ausbauchungen auf ihm zu entstehen, wie Knoten und Bäuche einer stehenden Welle. Im weiteren Verlaufe des Strahles werden diese wieder undeutlicher, jedenfalls aber erscheint er dem Auge als ein zusammenhängendes Ganze. Neben diesem Hauptstrahle treten noch oft dünnere Strahlen auf, die sich vom Hauptstrahle abzweigen und die einer anderen Parabel folgen, die oft so fein sind, daß sie nur bei ganz starker Beleuchtung wahrgenommen werden können. Projiziert man nun wieder, wie schon oben beschrieben wurde, den Teil des Strahles, wo er sich ohne Beeinflussung durch einen Ton aufzulösen pflegt, auf einen Schirm, so sieht man den ersten Teil des Strahles undurchsichtig; von der Stelle an, wo die Bäuche und Knoten erscheinen, wird er aber lichtdurchlässig. Auch verkürzt sich bei jedesmaligem Wiedereinsetzen des Tones der undurchsichtige Teil des Strahles: ein Zeichen also, daß der Strahl auch jetzt nur in seinem ersten Teile wirklich zusammenhängend ist, während der übrige Teil der Parabel nur dem Auge, das schnell aufeinander folgende Einzelwahrnehmungen nicht getrennt wahrnimmt, ununterbrochen erscheint. Ist die

Schwingungszahl des Tones keine sehr hohe, so genügt schon eine schnelle Augenbewegung, um den Eindruck einzelner Tropfen hervorzurufen; noch besser und bei jeder anwendbaren Tonhöhe zeigt das eine Betrachtung im rotierenden Spiegel.

Um nun die eigentlichen Vorgänge, die bei dieser Beeinflussung durch Töne statthaben mögen, genau feststellen zu können, benutzte ich eine Versuchsanordnung ähnlich der, die Belas¹⁾ bei der Untersuchung des senkrecht herabfallenden Strahles anwandte. Ein Induktorium von etwa 40 cm Schlagweite enthielt in einem Sekundärkreise einige große Leidener Flaschen und eine Zinkfunkenstrecke. Beim Öffnen des Primärstromes entlud sich die in den Flaschen aufgesammelte Elektrizitätsmenge durch die Funkenstrecke und gab so eine momentane, stark ultraviolette Beleuchtung. Zwischen Funkenstrecke und Wasserstrahl war eine große Linse in passender Entfernung so aufgestellt, daß die Mattscheibe eines photographischen Apparates im Moment des Funkenüberganges etwa in ihrer ganzen Ausdehnung und intensiv beleuchtet wurde. Das Objektiv war natürlich so eingestellt, daß der Wasserstrahl scharf abgebildet wurde.

Einfluß der Tonhöhe. Die Abbildungen 1—5 der beigegebenen Tafeln sind auf solche Weise gewonnen und sollen zunächst einmal zeigen, wie Töne verschiedener Höhe auf einen gegebenen Wasserstrahl einwirken. Der Strahl floß unter einem Winkel von 30° gegen die Horizontale schräg nach oben aus einer Öffnung von 0,78 qmm unter solchem Drucke, daß pro Minute 150 ccm Wasser ausflossen. (Auf den Einfluß, den Austrittswinkel, Austrittsöffnung und Ausflußmenge auf die Erscheinungen haben, soll später eingegangen werden.) Die Einstellung der Kamera war so gewählt, daß auf den Originalphotographien in etwa anderthalbfacher Größe abgebildet wurde. Die abgebildete Stelle befand sich auf dem absteigenden Aste der Parabel, kurz hinter deren Scheitel, in einem Abstand von etwa 60—70 cm von der Ausflußöffnung. Die 5 Bilder entsprechen den Tönen der Stimmgabeln 128, 256, 512, 768 und 896. Die Aufnahme geschah immer dann, wenn nach Anschlagen der Stimmgabel die Einwirkung des

1) Ph. E. Belas, l. c.

mit dem Anschlagen unvermeidlich verbundenen Geräusches verschwunden war und der Strahl dem Auge im schwach rot erleuchteten Zimmer möglichst ruhig erschien.

Die Bilder zeigen zunächst, daß der Strahl immer aus einzelnen Tropfen besteht. Weiterhin zeigt sich sofort, daß die Regelmäßigkeit der Tropfenbildung bei den Tönen 512 und 768 besonders gut, am allerbesten bei 512 ausgebildet ist. Es hat den Anschein, als wäre ein Resonanzgebiet vorhanden, dessen Maximum bei etwa 512 liegen würde. Dem bloßen Auge erscheint dann der Strahl vom Anfang bis zum Ende zusammenhängend, während bei wesentlich höheren oder tieferen Tönen nur ein geringerer Teil des schon in Tropfen aufgelösten Strahles zusammenhängend erscheint. Nun näheres zu den einzelnen Bildern: Bild 1 (Ton 128) zeigt die geringste Regelmäßigkeit; das Auge sieht aber auch in diesem Falle auf dem aufsteigenden Parabelaste deutlich Bäuche und Knoten. Auf dem Bilde sieht man Tropfen verschiedener Größe. Von den größten fehlt in der Mitte einer, was den Anschein der Unregelmäßigkeit noch verstärkt, jedenfalls die Wirkung einer zufällig mitgekommenen Luftblase, die oft die Erscheinungen stören.

Auch Bild 2 (Ton 256) zeigt Tropfen verschiedener Größe. Betrachten wir zunächst einmal nur die allergrößten, so ist der Typus, in dem sie aufeinander folgen, etwa: $\circ \circ \circ \circ \circ$. Der Abstand der Mittelpunkte der ersten oder zweiten Tropfen jedes Paares beträgt auf den Originalen 18 mm. Soweit liegen also hier die Tropfen auseinander, die nach je $\frac{1}{256}$ Sekunden vom Strahle abgetrennt werden. Aber in dieser Zeit wird immer ein Paar der großen Tropfen abgetrennt. Scheinbar wäre es also dem Strahle lieber, wenn die einzelnen Erschütterungen, die die Tonschwingungen veranlassen, in der Hälfte der Zeit aufeinander folgen würden.

Bild 3 zeigt den Einfluß jenes Tones, der nur die halbe Schwingungsdauer hat. Der Typus der Tropfenfolge ist jetzt: $\circ \circ \circ \circ \circ$. Die Tropfen haben gleiche Abstände, und zwar auf dem Originalen 9 mm. Dem Tone doppelter Schwingungszahl entspricht also der halbe Abstand der zu jeder Erschütterung zugehörenden Tropfen. Weiter sieht man an diesen regelmäßig gestalteten Tropfen, daß sie bald kreisförmig, bald

elliptisch erscheinen, eine Tatsache, die nach Lenards Untersuchungen über fallende Tropfen leicht zu erklären ist und auf die ich hier nicht mehr eingehen möchte; außerdem gewahrt man noch, daß die Tropfen in rotierender Bewegung sind. Der Grund wird sich weiter unten zeigen bei der Betrachtung jener Bilder, die darstellen, wie die Tropfen aus dem Strahle herauskommen.

Bild 4 (Ton 768) zeigt auch noch eine sehr regelmäßige Tropfenfolge. Ihr Typus ist: $\circ \circ \circ \circ \circ \circ \circ$. Es entstehen jedesmal gleichzeitig zwei nahe beieinander gelegene Tropfen, die jedenfalls in der Richtung des optischen Strahlenganges hintereinander liegen. Sie sind nur etwa halb so groß wie die großen Tropfen der bisher betrachteten Bilder. Der Abstand je zweier zusammengehöriger Tropfen beträgt jetzt im Original $6 \text{ mm} = \frac{2}{3} \times 9 \text{ mm}$; die Tonhöhe 768 ist aber $\frac{3}{2} \times 512$. *Der Abstand ist also immer umgekehrt proportional der Tonhöhe.* Auch hier wiederum ist die Rotation der Tropfen deutlich sichtbar. Auf den Ton 768 spricht also der Strahl noch gut an und wenn ich vorläufig den, wie sich später zeigen wird, wohl nicht ganz exakten Begriff „Resonanzgebiet“ beibehalten darf, so ist dieses Gebiet jedenfalls kein sehr enges.

Die Erscheinung beim Tone 896 gibt nun Bild 5. Der flüchtige Blick lehrt schon, daß der Strahl nicht mehr so gut darauf anspricht. Genauere Betrachtung zeigt, daß jetzt jedesmal 4 Tröpfchen gleichzeitig entstehen (von denen sich freilich im Bilde manchmal zwei vollkommen überdecken). Sie stehen in der Originalaufnahme in einem durchschnittlichen Abstände von etwas mehr als 10 mm. Der Tonhöhe 896 würde aber, wie leicht zu errechnen ist, der Abstand 5 mm entsprechen. Statt also wie beim vorherbetrachteten Tone zwei Tropfen im richtigen Abstände bei jeder auf ihn treffenden Erschütterung abzuspalten, spaltet sich der Strahl jetzt lieber bei jeder zweiten Erschütterung in 4 Tropfen im doppelten Abstände. Zu dem Abstände 10 mm gehört ein Ton 450 und dieser entspricht viel besser dem Resonanzgebiete des Strahles als 896. Noch bei 768 Schwingungen in der Sekunde erscheint der Strahl dem bloßen Auge glatt und zusammenhängend vom Anfang bis zum Ende, 896 Schwingungen vermögen aber nicht mehr die Tropfenbildung so regelmäßig zu gestalten und das

Auge sieht die zweite Hälfte des absteigenden Parabelastes in Tropfen zerstäubt.

Tropfenbildung. Über die Entstehung der Tropfen am senkrecht herabfallenden Strahle hat Lenard in der schon erwähnten Arbeit ausführliche Untersuchungen angestellt und gezeigt, wie sie um eine Gleichgewichtslage schwingen und wie fast immer außer dem eigentlichen größeren Tropfen noch ein ganz kleiner entsteht. Die Tropfenbildung eines vom Tone beeinflussten schräg nach aufwärts ausströmenden Strahles zeigen die Bilder 6 und 7 der beigegebenen Tafeln. Sie sind gewonnen bei einer Ausflußmenge von 140 ccm/min und entsprechen Strahlteilen kurz vor dem Scheitel der Parabel und einem Austrittswinkel von nur ca. 15° . (Wegen der geänderten Ausflußmenge und anderer Einstellung des Apparats sind auch die Tropfenabstände geändert; dem Tone 512 [Bild 6] entsprachen jetzt auf den Originalen Abstände von 10 mm; dem Tone 384 [Bild 6] also $\frac{3}{4} \times 512$ die Abstände $\frac{4}{3} \times 10 = 13$ mm.) Man sieht zunächst am noch zusammenhängenden Teile des Strahles in ganz regelmäßigen Abständen, die gleich den Abständen der späteren Tropfen sind, Verdickungen auftreten, die immer ausgesprochener werden, je näher sie der Auflösungsstelle kommen. Schließlich verläßt der *große* Tropfen den Strahl in elliptischer Gestalt, wobei die große Achse senkrecht zur Strahlbahn steht. Im Momente der Ablösung (Bild 6!) mag wohl die Ablösungsstelle des Tropfens nie ganz symmetrisch zur Strahlachse liegen, weshalb seine Gestalt eine etwas unregelmäßige Form annimmt.

Die dabei entstehenden Oberflächenkräfte erteilen dem Tropfen eine Rotationsbewegung, die ihm bei seiner weiteren Bewegung immer erhalten bleibt, ähnlich wie eine einmal in Rotation gebrachte in gleichmäßig bewegter Luft befindliche Scheibe auch weiter rotiert. Die linearen Gebilde des noch zusammenhängenden Strahles zwischen den Verdickungen ergeben die *kleinen* Tropfen, die fast immer genau den gleichen Abstand haben wie die großen. Ihr Abstand wird im weiteren Durchlaufen der Parabel freilich bald ein anderer, da sie meist den Strahl verlassen und dann wegen ihrer im Verhältnis zum Volumen besonders großen Oberfläche viel größere Luftreibung erleiden. Sie geraten dann meist an irgendeiner Stelle des

Strahles mit den großen Tropfen in Kollision und werden von ihnen aus der Wurfparabel vollends herausgeworfen. Es kommt vor, daß sie die Wurfparabel unter einem Winkel von mehr als 50° verlassen (auch nach oben!) und dann ihre eigene Parabel durchlaufen. Daß sie gelegentlich auch einmal im Hauptstrahle verbleiben und dann sehr schön Abstand halten, zeigt Bild 8.

Beziehungen zwischen Ausflußöffnung, Ausflußmenge und Lage des Resonanzgebietes. Zur Feststellung dieser Beziehungen konnten verschieden große Ausflußmengen und verschiedene Düsen verwendet werden. Die erste der folgenden Tabellen zeigt, wie bei gleichbleibender Ausflußmenge Wasserstrahlen aus Düsen verschiedener Weite auf die Töne 128 bis 1024 ansprachen. In der ersten Kolumne befinden sich die fortlaufenden Nummern der Düsen. In der zweiten die Flächeninhalte der Ausflußöffnungen, in den Kolumnen 3—10 ist angegeben, wie der Strahl von der betreffenden Schwingungszahl beeinflusst wird. Und zwar bedeutet (+) nur geringe Einwirkung, d. h. kurz hinter der Auflösungsstelle des Strahles sind einige wenige Knoten und Bäuche vom Auge zu erkennen, aber schon nach kurzer Strecke löst sich der Strahl in unregelmäßige Tropfenfolgen auf. + zeigt an, daß die Einwirkung größer ist, etwa auf die Hälfte des Strahles sich erstreckt (also bei einem unter 45° nach oben fließenden Strahle gerade noch über den Scheitel der Parabel hinaus). ++ zeigt an, daß der Strahl dem Auge vollkommen zusammenhängend erscheint; —, daß keine Einwirkung des Tones erkennbar ist.

Tabelle 1.

Ausflußmenge 200 ccm in der Minute.

Düse	$r^2 \pi$ in qmm	128	256	384	512	640	768	896	1024
1	0,701		(+)	+	+	+	++	++	+
2	0,785			+	+	+	++	++	+
3	0,826		(+)	+	+	++	++	+	—
4	0,946	(+)	+	+	++	++	+	—	—
5	0,955	(+)	+	+	++	++	+	—	—
6	1,030	+	+	+	++	++	+	—	—
7	1,980	++	+	—	—	—	—	—	—
8	2,011	++	+	—	—	—	—	—	—
9	6,245	—	—	—	—	—	—	—	—

Zunächst sei bemerkt, daß die Töne erzeugt wurden von Stimmgabeln mit Resonanzkästen, unter die in bekannter Weise Gummischlauchstücke geklebt waren. Man darf diese Vorsicht nicht außer acht lassen, da sich sonst insbesondere bei den tieferen Tönen falsche Beobachtungen einschleichen können. Steht die Stimmgabel direkt auf dem Tische und regt diesen zu Resonanz an, so bilden sich außer dem Grundtone, wie Rayleigh¹⁾ nachgewiesen hat, leicht die sonst im Stimmgabelklang nicht vorhandenen ersten Obertöne aus und diese würden, falls sie ins Resonanzgebiet des Strahles fallen, die ganze Erscheinung stören. Man merkt dieses Einschleichen von Obertönen sofort daran, daß dann geteilte, doppelte und dreifache Strahlen auftreten, indem mit dem Grundton gleichzeitig die Oktav oder Duodezim erklingt.

Weiter ist zu erwähnen, daß sich alle die (vom Glasbläser hergestellten) Düsen bei der mikrometrischen Ausmessung als recht gut kreisförmig erwiesen mit einziger Ausnahme der Düse 7, die elliptischen Querschnitt hatte. Vergleich mit der Düse 8 zeigt, daß diese Tatsache ohne erkennbaren Einfluß auf die Empfindlichkeit geblieben ist.

Die Tabelle zeigt also, daß bei engen Düsen die größte Empfindlichkeit bei den höheren Tönen liegt; mit Zunahme des Strahlquerschnittes geht das Resonanzgebiet zu immer tieferen Tönen über. Natürlich nimmt wegen der konstanten Ausflußgeschwindigkeit gleichzeitig auch die Wurfweite des Strahles ab. Bei dem Strahl aus der Düse 1 (der Austrittswinkel betrug immer 45°) war sie gleich 230 cm, bei einem aus Düse 6 nur noch 67 cm, bei dem aus Düse 9 nur noch ca. 3—4 cm. Die entsprechenden aus der Ausflußmenge nach der Formel $W = (c^2/g) \sin 2\varepsilon$ (wobei c die Anfangsgeschwindigkeit, g die Erdbeschleunigung, ε der Austrittswinkel) berechneten Werte sind 229, 67,3 und 2,8 cm. — Zeigt der Strahl für irgendeinen Ton die größte Empfindlichkeit, so braucht die Tonquelle, wie bekannt ist, durchaus nicht auf die gleiche Unterlage gestellt zu werden, auf der die Düse befestigt ist. Es genügt dann das Erklängen in mehr oder weniger großer Entfernung, die bis über 10 m betragen kann

1) Lord Rayleigh, Scientific papers 1. p. 319. 1899.

und die Übertragung durch die Luft reicht vollkommen aus zur sofortigen Anregung des Strahles. Es herrscht in der oben angeführten Literatur allgemein die Anschauung, daß ein Mitschwingen der Düse unbedingt erforderlich sei; mir scheint das nicht nötig zu sein. So ergibt sich z. B. ein starkes Ansprechen auch dann, wenn der Strahl durch den Resonanzkasten seines günstigsten Stimmgabeltones hindurchfliegt.

Tabelle 2.

Düse	r^3 in qmm	128	256	384	512	640	768	896	1024	Ausfluß- menge in cem/min	Austritts- winkel
3	0,826	(+)	(+)	+	+	++	++	+	-	205	45
3	0,826	-	-	-	-	-	-	+	+	350	45
6	1,030	++	++	+	-	-	-	-	-	125	45
6	1,030	+	++	++	+	-	-	-	-	150	45
6	1,030	+	+	+	++	++	+	-	-	200	45
7	1,980	+	-	-	-	-	-	-	-	166	30
7	1,980	+	+	+++	+	-	-	-	-	360	30
7	1,980	+	+	++	+	-	-	-	-	360	60
9	6,245	-	-	-	-	-	-	-	-	210	30
9	6,245	+	-	-	-	-	-	-	-	812	30
9	6,245	-	-	-	-	-	-	-	-	1620	30

Tab. 2 zeigt nun an vier verschiedenen Düsen, wie bei gleichbleibender Ausflußöffnung die Zunahme der Ausflußgeschwindigkeit das Resonanzgebiet des Strahles nach immer höheren Tönen verschiebt. Bei Düse 3, der kleinsten hier verwendeten, entspricht einer Zunahme der Ausflußmenge um 71 Proz. eine Erhöhung der günstigsten Schwingungszahl um etwa 4×128 Schwingungen. Bei Düse 6 verursacht die Zunahme um 20 Proz. Erhöhung um 128, die um 60 Proz. Erhöhung um 3×128 Schwingungen. Bei Düse 7, die noch weiter ist, bewirkt die Ausflußmengenzunahme von 117 Proz. erst eine Erhöhung um 3×128 Schwingungen. Je feiner also der Strahl, um so leichter wird durch eine Änderung in der Ausflußmenge das Resonanzgebiet des Strahles verschoben, und zwar entspricht der größeren Stromstärke die Resonanz bei höheren Tönen. Bei Düse 9 ließ sich die Beobachtung

nicht mehr exakt durchführen. Zwar zeigen die ersten beiden Werte auch hier wieder das gleiche Gesetz und es bedarf der schon recht beträchtlichen Ausflußmenge von 812 ccm/min, um überhaupt eine Einwirkung auf den Strahl zu bekommen; wird aber die Ausflußmenge nochmals auf den doppelten Wert erhöht, so ist keine Beeinflussung mehr wahrzunehmen, weil ein so breiter Strahl von der dann resultierenden Wurfweite schon so viele nicht zu behebende Unruhe aufweist, daß die Wirkung der Töne nicht mehr mit Sicherheit nachzuweisen ist. Die letzte Kolumne der Tabelle enthält noch die bei den Versuchen benutzten Austrittswinkel der Strahlen, und die Ergebnisse mit Düse 7 zeigen, daß der Strahl unter 30° die gleiche Empfindlichkeit aufweist, wie der unter 60° . Ich habe mich auch sonst noch oft überzeugt, daß der Austrittswinkel von nur geringem Einfluß ist. Immerhin wird er bei ganz großen Winkeldifferenzen merkbar. Wenn z. B. für einen horizontal ausfließenden Strahl Düse und Ausflußmenge gerade so gewählt sind, daß er für den Ton 896 Beeinflussung merken läßt, so ist die Wirkung beim gleichen, senkrecht nach oben fließenden Strahl nicht mehr wahrnehmbar, offenbar weil die verzögernde Erdbeschleunigung dann allzusehr ins Gewicht fällt. — Jedenfalls zeigen die Zahlen gerade dieser Tabelle, daß durchaus nicht das Mitschwingen der Düse die Hauptsache für das Zustandekommen der Wirkung ist, sondern daß, um deutlichste Einwirkungen zu erzielen, die Schwingungsdauer des Tones so gewählt sein muß, daß der Strahl leicht in diesem Zeitintervall oder in einem Vielfachen davon einen oder mehrere Tropfen abspalten kann. Der Ort am Strahl, wo sich diese Schwingungen dem Strahl zuerst mitteilen, wird, je nachdem die Übertragung durch die Luft oder hauptsächlich durch die feste Auflage stattfindet, ein verschiedener sein. Meistens wird die Übertragung freilich durch die Klemme, mit der die Düse festgehalten ist, erfolgen. Läßt man aus einem ziemlich weiten, nur wenig gegen die Horizontale geneigten Rohre ganz langsam Wasser abtropfen, so kann man sehen, daß nicht nur die abfallenden Tropfen Schwingungen um eine Gleichgewichtslage ausführen, sondern daß auch der zurückbleibende Flüssigkeitsfaden Schwingungen ausführt. Besonders deutlich ist das zu erkennen, wenn man einige Millimeter vor dem Ende des

Rohres ein nicht zu schweres, schwarzes Körnchen anbringt, das dann an den Schwingungsbewegungen teilnimmt. Man sieht dabei auch, daß diese Schwingungen nicht sehr regelmäßig sind. Trifft also auf die oben betrachteten Wasserstrahlen eine Schwingung von solcher Periode, daß sie der eigenen Schwingungsdauer des zerfallenden Strahles ungefähr entspricht, so wird die Tropfenabspaltung besonders regelmäßig erfolgen, die abgespaltenen Tropfen werden sich nicht mehr gegenseitig stören, sondern einer hinter dem anderen in gleicher Bahn sich bewegen, so daß das Auge einen scheinbar zusammenhängenden Strahl erblickt.

Betont werden möge noch einmal, daß der Abstand, den die einzelnen Tropfen auf den mit Momentaufnahme gewonnenen Bildern zeigen und der Abstand der Bäuche, den das Auge am scheinbar zusammenhängenden Strahl sieht, ganz verschiedene Größe haben. Der Abstand dieser Bäuche wird *nur* durch die Schwingung und die Rotation der abfallenden Tropfen bedingt. Da die Tropfen den Strahl immer als Ellipsoide, deren große Achse senkrecht auf der Strahlrichtung steht, verlassen, dann schwingen und rotieren und nach ganz bestimmten durchlaufenen Strecken wieder senkrecht zur Strahlrichtung stehen, so sieht das Auge den scheinbar zusammenhängenden Strahl in gleichen Abständen dünner und dicker. Man sieht z. B. an den Bildern 4 und 5, daß jeder fünfte Tropfen bzw. jedes fünfte Tropfenpaar immer wieder die gleiche Lage einnimmt.

Intensität des Tones. Schwebungen. Die Intensität der wirkenden Schwingungen macht sich beim einzelnen Ton zunächst nur durch die mehr oder weniger große Verschiebung der Auflösungsstelle des Strahles gegen die Ausflußöffnung hin bemerkbar. Das bedingt auch, daß beim allmählichen Ausklingen des Tones die Knoten und Bäuche des scheinbar zusammenhängenden Strahles immer weiter von der Ausflußöffnung abrücken. Der Einfluß der Intensität gibt aber Anlaß zu schönen Erscheinungen, wenn man zwei gleiche Stimmgabeln, von denen die eine etwas verstimmt ist, auf den Strahl einwirken läßt. Dann bleibt im Falle größter Resonanz die zusammenhängende Erscheinung des Strahles vollkommen bewahrt, nur die Auflösungsstelle und die hinter ihr folgenden Knoten und Bäuche

wandern im Tempo der Schwebungen von der Ausflußöffnung fort und wieder zurück. Die Parabel scheint sich in diesem Zeitmaß in sich selbst hin- und herzubewegen. Ist die Resonanz nicht so gut, so daß nicht der ganze Strahl, sondern nur ein Teil desselben zusammenhängend erscheint, so tritt im Tempo der Schwebungen auch der Perlenregen wieder mehr oder weniger deutlich auf. Mit Zunahme der Schwebungszahl werden diese Bewegungen auch immer schneller, bis schließlich der Strahl nicht mehr zu folgen imstande ist und unbeeinflußt erscheint. Das tritt für die Gabeln 512 bei etwa 20 Schwebungen ein. Natürlich zeigt eine Momentaufnahme in diesem Falle keinerlei besondere Erscheinung, wie das an Fig. 9 zu sehen ist, bei der die Töne 512 und 510 auf einen Strahl von 135 ccm/min wirkten. (Wegen der geringeren Ausflußmenge als bei Bild 3 treten auch schon Doppeltropfen auf.)

Gleichzeitige Wirkung mehrerer Töne. Mehrfache Strahlen.

Läßt man aus einer Düse von 2 qmm Weite in einer Minute etwa 170 ccm Wasser ausfließen, so vermag, wie in Tab. 2 gezeigt worden ist, nur die Stimmgabel von 128 Schwingungen den Strahl zu beruhigen, alle höheren einzelnen Töne sind vollkommen unwirksam. Schlägt man aber nun die beiden Gabeln mit den Schwingungszahlen 896 und 1024 gleichzeitig an, so wird der Strahl sofort wieder ruhig und erscheint vollkommen zusammenhängend. Den gleichen Effekt erhält man, wenn man 896 mit 768, oder 768 mit 640, oder 640 mit 512 usw. kombiniert; immer tritt vollkommene Beruhigung ein. Alle diese Kombinationen ergeben aber als Differenzton den Ton von 128 Schwingungen; der Strahl spricht also auch auf den Differenzton an, wenn dieser in sein Resonanzgebiet hineinfällt. Er teilt sich dabei *nicht*, er bleibt ein einfacher Strahl. Damit ist nicht nur ein objektiver Beweis für den Differenzton gegeben (den man beim Anschlagen der Stimmgabeln ja auch hört), sondern diese Tatsache erleichtert das Verständnis der im folgenden beschriebenen Erscheinungen beim gleichzeitigen Einwirken mehrerer Töne auf den Strahl.

Schon Tyndall fand, daß unter „günstigen Umständen“ statt eines Strahles zwei oder mehrere gleichzeitig auftreten können. Es ist aus den Angaben an der betreffenden Stelle

seines Buches nicht deutlich zu ersehen, ob er diese Wirkung nur erhielt, wenn mehrere reine Töne gleichzeitig auf den Strahl einwirkten oder ob er sie scheinbar mit einem Tone erzeugte, der ja auf irgend eine Weise, etwa durch Resonanzerscheinungen in der Tischplatte, einen der ersten Obertöne, der noch auf den Strahl wirken konnte, gleichzeitig mit erregte. Belas hat am angeführten Orte die Wirkung mehrerer Töne auf einen senkrecht herabfallenden Strahl untersucht. Dabei bilden sich aber nicht mehrere Strahlen, sondern nur die Tropfenfolge wird eine andere, wie das seine Momentaufnahmen und die beigegebenen Erklärungen deutlich machen.

Die beim schräg nach aufwärts austretenden Wasserstrahle sich dem bloßen Auge darbietenden Erscheinungen sind nun folgende. Hat man etwa einen Strahl, der aus der Düse von 0,78 qmm in jeder Minute 150 ccm Wasser austreten läßt, so kann dieser, wie die Bilder 1—5 gezeigt haben, von Tönen innerhalb der Schwingungen 128—900 beeinflußt werden. Läßt man nun die Töne von 256 und 512 Schwingungen gleichzeitig erklingen, so sieht man, daß sich statt eines Strahles *zwei* vollkommen glatte Strahlen ausbilden. Man sieht *zwei* Wurfparabeln, die je nach dem Austrittswinkel des Strahles ineinander verlaufen oder sich auch gelegentlich einmal kreuzen können. Wenn z. B. die Neigung etwa 45° beträgt, so kann der Abstand der beiden Parabeln am Scheitel bis über 1 cm betragen; bei größerem Winkel auch noch mehr. Diese beiden Strahlen bleiben aber nicht konstant nebeneinander bestehen, sondern sie klappen wieder zusammen, um nach einer gewissen Zeit wieder auseinanderzugehen, und dieses Spiel wiederholt sich. Natürlich trennen sie sich immer weniger voneinander, bis die Intensitätsverminderung der erregenden Schwingungen der Erscheinung ein Ende setzt. Bei aufmerksamem Hinhorchen hört man im gleichen Tempo, in dem die beiden Strahlen zusammen- und wieder auseinandergehen, Schwebungen des Tones 256 auftreten. Man kann die Zeit dieser Schwebungen verkürzen, wenn man die eine der Gabeln verstimmt; dann werden sie schneller und deutlicher und der Strahl klappt in kürzeren Zeiträumen zusammen. Die Differenz der Schwingungen des Grundtones und der Oktave ist gleich der Schwingungszahl des Grundtones; *es kann sich also*

nur um Schwebungen des Grundtones mit dem Differenztone handeln. Man kann natürlich auch durch entsprechendes Verstimmen die Zeit der Schwebungen zu verlangsamen suchen; es ist mir aber niemals gelungen, die beiden Töne so rein zu stimmen, daß nicht (wenn auch gelegentlich in sehr langen Intervallen, die oft größer wurden als die Dauer des Stimmgabeltones) der Strahl sich doch wieder geteilt hätte. Vielleicht läßt sich das mit dauernd erregten Stimmgabeln doch erreichen. Wie und warum eine Trennung der Strahlen entsteht, kann ich mit meinen bisherigen Untersuchungen noch nicht genügend feststellen. Eine möglicherweise zutreffende Erklärungsform kann erst im weiteren Verlauf der Darstellung angedeutet werden.

Läßt man nun auf den gleichen Strahl die beiden Schwingungszahlen 512 und 768 einwirken, deren Intervall ein *Quinte* ist, so ergibt sich ganz die gleiche Erscheinung. Wiederum treten zwei ineinander verlaufende Parabeln auf, die zusammen- und auseinanderklappen, es ist genau das gleiche Bild wie vorher. Man hört jetzt deutlich den Differenzton 256 und hört in ihm wieder Abschwächungen und Verstärkungen. Um zu verstehen, daß jetzt Schwebungen des Differenztones auftreten können, muß man sich klar machen, daß als sogenannter Differenzton zweiter Ordnung wiederum ein Ton der Schwingungszahl 256 auftritt. Denn die beiden Gabeln 512 und 768 geben als ersten Differenzton 256 und dieser gibt mit dem Gabeltone 512 als zweiten Differenzton wiederum die Schwingungsdifferenz 256. Wenn also kleine Verstimmungen der beiden Gabeln vorhanden sind (und das wird immer der Fall sein), so sind die Schwebungen leicht erklärlich. Auch hier kann man durch künstliche Verstimmung das Schwebungstempo ändern. Übrigens kann man den Differenzton als den Urheber der Erscheinungen am Strahle direkt vernehmlich machen, wie das schon Belas getan hat. Jeder Wasserstrahl, der von einem Tone beeinflusst worden ist, erregt eine Membran, auf die man seine Tropfen fallen läßt zur Schwingungszahl des ihn beeinflussenden Tones. (Am besten geeignet fand ich hierzu dünne Metallbleche von $\frac{1}{10}$ — $\frac{3}{10}$ mm Dicke). Läßt man nun bei Einwirkung der Gabeln 512 und 768 die Tropfen des Strahles auf ein solches Metallblech fallen, so hört man deutlich den Ton von 256 Schwingungen.

Es sei hier noch betont, daß die Membran nicht nur dort ertönt, wo der Strahl schon in Tropfen zerfallen ist, sondern freilich mit geringerer Intensität, auch im noch zusammenhängenden Teile des Strahles. Dabei wird die Intensität um so geringer, je weiter man sich von der Auflösungsstelle des Strahles gegen die Düse hin entfernt; der Ton aber bleibt in seiner Höhe überall derselbe. (Der Versuch kann auch zum Nachweise des Dopplereffektes benutzt werden, wenn man das Blech im Strahle rasch in oder gegen die Richtung der Tropfen bewegt.)

Untersucht man nun weiter an dem gleichen Strahle die Töne mit den Schwingungszahlen 384 und 512, die miteinander eine *Quarte* als Intervall bilden, so kann man wiederum beobachten, daß innerhalb gewisser Zeiträume diesmal drei Strahlen auftreten, die sich ziemlich weit voneinander entfernen und falls die Gabeln recht genau die obigen Schwingungszahlen aufweisen, auch längere Zeit getrennt sichtbar bleiben. Eine in diesen Strahl gehaltene Metallmembran singt deutlich den Ton 128. Dies ist der hörbare Differenzton der beiden Gabeln und auch an ihm sind Schwebungen hörbar. Geht man bis zur dritten Ordnung der Differenztöne, so ergibt sich die Schwingungszahl 128 zweimal: als 512—384 und als $(3 \cdot 384 - 2 \cdot 512)$; aber auch der Ton 256 kommt schon zweimal als Differenzton zweiter Ordnung vor und liegt auch im Resonanzgebiete des Strahles.

In ähnlicher Weise sieht man auch beim Einwirken einer großen Terz eine Teilung des Strahles in 4—5 einzelne Äste, doch folgt der Wechsel der Erscheinungen hierbei schon so rasch, daß das Auge nur mit Mühe noch das Regelmäßige des Vorganges erfassen kann; auch ergeben sich dann durch Zusammenwirken der Differenztöne der verschiedenen Ordnungen schon so viele Möglichkeiten für Schwebungen, daß der Wechsel der Einzelzustände sehr unregelmäßig wird.

Aus all dem Bisherigen läßt sich aber als Tatsache herausheben, daß zwei verschiedene Töne bei gleichzeitigem Erklingen immer dann eine Wirkung auf den Strahl ausüben, wenn ihr Differenzton in das Resonanzgebiet des Strahles fällt. Liegen die (primären) Töne selbst nicht im Resonanzgebiete, so spricht der Strahl nur auf den Differenzton

an und teilt sich nicht; liegen sie selbst im Resonanzgebiete, so teilt sich der Strahl in zwei oder mehrere Äste und die ins Resonanzgebiet fallenden Differenztöne verschiedener Ordnungen geben untereinander und mit den Gabeltönen zu Schwebungen Anlaß, in deren Tempo die einzelnen Strahlen zusammen- und wieder auseinandergehen.

Die dissonanten Intervalle geben, wie sich schon aus den vorher beschriebenen Erscheinungen folgern läßt, so unregelmäßige Erscheinungen, daß der Strahl dem völlig unbeeinflussten gleicht. Deutlich lassen sich alle diese Erscheinungen am Strahle sehen, wenn man als Tonquellen zwei Sternsche Variatoren benutzt, die man vom reinen Einklange bis zur Oktave verstimmt, nur ist die Regelmäßigkeit eine geringere, weil die Anblasegeräusche ziemlich störend wirken.

Wie sehen nun die Tropfenfolgen des Strahles bei der gleichzeitigen Einwirkung mehrerer Töne aus? Das sollen die Bilder 10 bis 14 zeigen. Die Bilder 10—13 sind am gleichen Strahle und mit der gleichen Anordnung aufgenommen worden, wie die Bilder 1—5. Auch hier wurde die momentane Aufnahme dann gemacht, wenn der Strahl dem bloßen Auge das charakteristische Aussehen zu haben schien.

Bild 10 zeigt den Strahl unter der Einwirkung der um eine Oktave auseinanderliegenden Schwingungszahlen 256 u. 512. Die Aufnahme ist erfolgt in einem Augenblicke, wo die beiden Strahlen vollkommen zusammengeklappt sind. Es werden vom Strahle in regelmäßigen Intervallen je zwei kurz aufeinanderfolgende Tropfen abgespaltet. Der Abstand entsprechender Tropfen ist (auf den Originalplatten) 18 mm; das entspricht genau dem Differenztone 256 (vgl. Bild 2). Der Typus und der Abstand des Differenztones sind vollkommen gewahrt.

Bild 11 zeigt die Quinte der Schwingungszahlen 512, 768. Es ist ein Moment getroffen, in dem die Strahlen etwas auseinandergeklappt sind. Wiederum entspricht der Typus und der Abstand der Tropfen genau dem Differenzton der beiden Gabeltöne 256.

Bild 12 zeigt nochmals eine Oktave, und zwar die der Töne von 384 und 768 Schwingungen. Nur die eine Hälfte des Bildes ist gut ganz gelungen, auf der andern mag wohl wieder eine Luftblase oder irgend eine Erschütterung zu Störungen

Veranlassung gegeben haben. Außer den großen Tropfenpaaren zeigt das Bild zufällig noch kleine Tropfenpaare im selben Abstände. Der Abstand zueinandergehöriger Tropfen beträgt 12 mm. Bild 4 ergab für den Ton $767 \frac{1}{2}$ 6 mm; 2×6 mm entsprechen also $767 \frac{1}{2} = 384$ Schwingungen, also wiederum dem Differenztone.

Bild 13 zeigt eine sehr gelungene Aufnahme der *Quart* mit den Schwingungszahlen 384 und 512. (Vor dieser Aufnahme mußte aus äußeren Gründen die Einstellung etwas verändert werden, so daß dem Tone 512 nur noch ein Abstand von 8 mm entsprach.) Der Strahl hat zur Zeit der Aufnahme kurz hintereinander immer zwei Viererpaare und diese acht Tropfen in solchen Abständen abgespaltet, daß zwischen einander entsprechenden Tropfen ein Abstand von 4×8 mm sichtbar geworden ist, was einer Schwingungszahl von $512 \frac{1}{4} = 128$ entspricht, und die beiden Gabeln haben als Differenzton tatsächlich den Ton von 128 Schwingungen. Dem bloßen Auge würde der Strahl in dem Augenblicke dreifach erscheinen, weil die unteren Tropfen der ersten und die oberen Tropfen der zweiten Vierergruppen ungefähr in derselben Parabel liegen. Gerade dieses Bild zeigt vortrefflich, zu welcher komplizierten und doch gesetzmäßigen Abspaltungsweisen das gleichzeitige Ertönen zweier Tonquellen des Resonanzgebietes den Strahl veranlassen kann.

Bild 14 zeigt schließlich an einem fast horizontal auslaufenden Strahle von 140 ccm/min die Bildung der Tropfen auf dem noch zusammenhängenden Teile des Strahles für die Gabeln 384 und 512 (allerdings bei einem ganz anderen Phasenzustand der Schwebungen wie das vorhergehende Bild). Man sieht, wie in dem Augenblick immer gerade zwei große schnell aufeinander folgende Tropfen in größeren Abständen gebildet wurden, und wie dazwischen aus dem bei der Abschnürung zunächst noch horizontal bleibenden Stück noch ein zweites Tropfenpaar gebildet wird. Die Bedingungen des Strahles sind die gleichen wie in Fig. 7. Dort entsprach dem Ton 512 der Abstand von fast 10 mm. Hier liegen die einander immer wieder entsprechenden Tropfen in Abständen von 39–40 mm. Das beweist wiederum das Dasein des Differenztones der Schwingungszahl $128 = 512 \frac{1}{4}$.

Alle diese Bilder zeigten aber die Wirkung zweier verschiedener Töne immer nur in einem ganz bestimmten Moment und es ließ sich daraus noch kein Anhalt dafür gewinnen, wie die Vorgänge während einer ganzen Schwebungsperiode des Differenztones sich abspielen und verlaufen mögen. Sicherlich wäre das geeignetste Mittel, darüber Aufschluß zu erhalten, die kinematographische Aufnahme gewesen. Da mir ein Kinetograph nicht zur Verfügung stand, suchte ich durch möglichst schnell aufeinanderfolgende Momentaufnahmen den Vorgang während der einzelnen Schwebungen festzustellen. Mit einem Kodak-Filmapparate gelang es nach einiger Übung, in jeder Sekunde eine Aufnahme zu machen, und da die Dauer der Schwebungen des Differenztones leicht auf Intervalle von 4—7 Sekunden und noch mehr gebracht werden konnte, so war es schon möglich, mittels dieser Aufnahmen einen besseren Einblick in den Verlauf der Vorgänge zu erhalten. Freilich kann dabei auch ein Nachteil der Methode stärker hervortreten; denn jeder zur Aufnahme nötige Funke ist mit einem starken Knall verbunden und die rasch aufeinanderfolgenden Geräusche konnten dem Strahle ein unruhigeres Gepräge geben. Immerhin hat sich die Methode im ganzen bewährt.

**Die Vorgänge während einer ganzen Schwebungsperiode
des Differenztones.**

An den so gewonnenen Aufnahmen zeigten sich zunächst einmal alle die bisher gefundenen Gesetzmäßigkeiten über einzelne Strahlen bestätigt. Auch lehrten alle Aufnahmen, daß dem Differenzton beim Zustandekommen der verschiedenen Tropfenbilder eine besondere Rolle zukommt. Ich machte zwei Serien von Aufnahmen: die einen an einem Strahl, der sein Resonanzmaximum bei etwa 500 Schwingungen hatte und auf den ganzen (Einzel-) Tonbereich von 256 bis 768 Schwingungen ansprach; die anderen an einem Strahl, der die beste Wirkung schon bei 256 Schwingungen zeigte.

Der erste Strahl, dem also die Gabel 512 am günstigsten lag, zeigte folgendes. Wenn ich die einzelnen Ergebnisse, um nicht allzuvielen Bildern beifügen zu müssen, immer in einem Schema andeuten darf, so ist leicht einzusehen, daß die einzelnen Gabeltöne von den Schwingungszahlen 256—768 durch

Für die *Quinte* 512, 768 ergaben 5 aufeinanderfolgende Aufnahmen die Bilder:

1.	a	b	a	b	a	b	a	b	
2.	a	b	a	b	a	b	a	b	a
3.	a	b	a	b	a	b	a	b	a
4.	a	a	a	a	a	a	a	a	a
5.	a	b	a	b	a	b	a	b	a

Also auch hier erhielt ich für die am besten im Resonanzgebiet liegende Oktave und *Quinte* genau das gleiche Bild; wiederum Zweiergruppen im Abstand des Differenztones 256. (Die Bilder 10 und 11 der beigegebenen Tafeln, die an einem Strahl von ganz analogen Resonanzverhältnissen aufgenommen sind, entsprechen also hier der ersten Aufnahme für die Oktave und der dritten für die *Quinte*.)

Etwas komplizierter werden die Tropfenbilder schon für diese reinsten Konsonanzen, wenn die benutzten Gabeltöne etwas weiter abstehen vom Resonanzmaximum des Strahles. Dann erscheint dem Auge neben der einfachen Zweiteilung des Strahles schon eine Dreiteilung, die mit der Zweiteilung und dem glatten Strahl im Tempo der Schwebungen des zugehörigen Differenztones abwechselt. So ergaben vier Aufnahmen bei Einwirkung der *Quinte* 256, 348 die Bilder:

1.	a	d	b	c	a	d	b	c	a	d	b	c
2.	a	d	b	c	a	d	b	c	a	d	b	c
3.	a	d	b	c	a	d	b	c	a	d	b	c
4.	a		b	c	a		b	c	a		b	c

Es werden also Vierergruppen abgespaltet. Der Tropfenabstand aa, das ist der Gruppenabstand, entspricht dem Differenzton 128. Bei Aufnahme 1 entspricht ad dem Summationston 640, ab dem Tone 384, ac dem Tone 256. Die gleichen Verhältnisse liegen bei Aufnahme 3 vor. Beide würden dem Auge als dreifacher Strahl erscheinen. Bild 4 zeigt nur drei Tropfen, aber die mit b bezeichneten sind von solcher Größe, daß man schließen muß, sie seien durch Zusammenziehung zweier Tropfen entstanden. Aufnahme 2 zeigt die

größte Unregelmäßigkeit, nur der Abstand aa ist wohl ausgebildet, die sonst im Schema gewählten Abstände ad, db, bc sind von labiler Größe. Jedenfalls zeigt sich also, daß die Erscheinungen unregelmäßiger werden, wenn keiner der beiden Gabeltöne dem engeren Resonanzgebiet angehört.

Von den übrigen konsonanten Intervallen sei nur noch dargestellt, welche Tropfenbilder erscheinen, wenn die *Quarte* 384, 512 auf den Strahl wirkt. Da liegt wiederum der eine der Töne im engsten Resonanzgebiet des Strahles, aber die Tropfenfolge wird wohl deshalb eine kompliziertere, weil die Konsonanz einer *Quarte* schon keine so reine mehr ist wie die einer *Quinte* oder einer *Oktave*.

Während also den beiden Stimmgabeltönen die Abstände

Ton 384: a a a a a a a a

Ton 512: a a a a a a a a a a

zukämen, zeigen sich beim Zusammenklange folgende Tropfenbilder:

- | | | | | | | | | | |
|-----|------|----------------|------------------|------|----------------|------------------|------|----------------|------------------|
| 1. | a | b | c | a | b | c | a | b | c |
| 2. | a | b | c | a | b | c | a | b | c |
| 3. | a | | b | a | | b | a | | b |
| | | | c | | | c | | | c |
| 4. | a | b | c | a | b | c | a | b | c |
| 5. | abcd | | efgh | abcd | | efgh | abcd | | efgh |
| 6. | a | b | c | a | b | c | a | b | c |
| 7. | a | | c | a | | c | a | | c |
| | | | b | | | b | | | b |
| 8. | a | b | c | a | b | c | a | b | c |
| 9. | a | | b _c d | a | | b _c d | a | | b _c d |
| 10. | a | b _c | d | a | b _c | d | a | b _c | d |

Die zehn aufeinanderfolgenden Aufnahmen, die in schnellen aber nicht ganz regelmäßigen Abständen erfolgten, sind jeden, falls nicht während einer einzigen Schwebungszeit gewonnen worden, aber sie dürften doch in ziemlich vollständiger Weise zeigen, was für verschiedene Tropfengestaltungen möglich sind. In allen Aufnahmen bleibt der Gruppenabstand, der dem Differenzton 128 entspricht, erhalten. Der Abstand der Tropfen in den einzelnen Gruppen ist in fortwährendem Wechsel. Bei

Aufnahme 1 stehen zufällig die Tropfen so, als wäre nur der Ton 384 vorhanden. Schon in Aufnahme 2 haben sich die Abstände in den Gruppen verschoben: ab entspricht, 384 bc 512 Schwingungen. Aufnahme 3 zeigt Abstände die dem Tone 256 zugehören, dem Differenztone zweiter Ordnung also, der entsteht als Ergebnis von $(2 \cdot 384) - 512$ und von $(2 \cdot 512) - 384$. Es liegen dabei die mit b und c bezeichneten Tropfen übereinander. — Auch beim Tropfenbild 4 spielt der Ton 256 eine wesentliche Rolle. Die Entfernung ab entspricht hier dem Tone $768 = 256 + 384$. — Das merkwürdigste Aussehen zeigt die Aufnahme 5; in der Periode des Differenztons 128 hat der Strahl jedesmal acht kleine Tropfen in je zwei Vierergruppen abgespaltet. Vergleicht man dieses Aussehen mit dem auf der beigegebenen Tafel in Fig. 5 wiedergegebenen Bilde, so sieht man sofort, daß es genau dem Tone 896, also dem *Summationston* der beiden Stimmgabeltöne entspricht; nur daß sich der Abstand der Vierergruppen dem Zeitintervalle des Differenztones 128 angepaßt hat. Vergleicht man es andererseits mit dem auf derselben Tafel in Fig. 13 wiedergegebenen Bilde der Quarte, so sieht man auch dort dasselbe charakteristische Aussehen; zumal, wenn man bedenkt, daß diese erstere Aufnahme an einem Stücke des Strahles gemacht worden war, das von der Auflösungsstelle weiter ablag, wo also die Divergenz der einzelnen Tropfen eine viel größere sein mußte. — Die Aufnahmen 6, 7, 8 entsprechen wieder vollkommen den Aufnahmen 2, 3, 4; nur die Divergenz der Tropfen hat sich etwas geändert. — Die Aufnahmen 9 und 10 zeigen schließlich noch Momente, in denen der Strahl im Tempo des Tones 128 Vierergruppen abspaltet, und zwar folgen bei 9 auf einen einzelnen Tropfen immer drei schräg übereinanderliegende im Abstände des Tones 256; bei 10 entspricht wieder der Abstand ad 256, ac 384 und ab 640 Schwingungen = $2 \cdot 512$ bis 384).

Untersucht man die Tropfenbilder beim Zusammenklange von Gabeln, die weniger konsonant sind, so erhält man immer komplizierte Anordnungen, bis schließlich bei vollkommen dissonanten Intervallen der Strahl ganz und gar das Aussehen eines Unbeeinflussten bekommt, bei dem nur infolge der auftretenden Erschütterungen die Auflösungsstelle mehr gegen

die Ausflußöffnung hin verschoben erscheint. So lassen wir z. B. bei der Terz mit den Schwingungszahlen 512, 640 aus den Abständen nicht nur die Differenz- und Summationstöne 128, 256, 384, 1152 . . . erschließen, sondern auch noch viele andere höherer Ordnung. Je mehr aber an solchen sekundären Tönen auftreten, desto mehr stören sie sich auch wohl bei der Tropfenausbildung, bis schließlich bei Dissonanzen die Tropfen sich nicht mehr ohne Willkür durch ein Schema darstellen lassen.

Die zweite Reihe von Aufnahmen, die ich wie schon erwähnt, am absteigenden Aste eines Strahles machte, dessen Empfindlichkeitsmaximum bei 256 Schwingungen lag, lehrten wenig Neues. Nur zeigten sie ganz besonders deutlich, daß immer dann, wenn man auf den Strahl Töne einwirken läßt, die sich nicht mehr gut in sein Resonanzgebiet einfügen, die Erscheinungen weit verworrener werden. Und dafür möchte ich noch ein Beispiel im Bilde vorführen als Gegensatz zu den einfachen Erscheinungen im Resonanzgebiete, wie sie in den Figg. 10, 11, 13, 14 der Taf. II u. III für Töne des Resonanzgebietes dargestellt sind. Die Figg. 15a—d auf Taf. III zeigen die Tropfenformen bei Einwirkung der Oktave 256, 512 während der Zeit einer Schwebung, die der Differenzton erster Ordnung mit dem Grenztone 256 erzeugt. Dabei liegt der Gabelton 512 schon ganz außerhalb des Resonanzgebietes. 15a zeigt Dreiergruppen im Abstände des Tones 256; 15b zeigt die Strahlen im Momente größter Divergenz und die Tropfen in Abständen, die dem Tone 512 zukommen; 15c und d aber zeigen wie darauf ein Zeitintervall folgt, in dem sich die Tropfenfolge so darstellt, als wäre der Strahl von akustischen Wellen vollkommen unbeeinflusst.

Schließlich möge an dieser Stelle noch folgendes hervorgehoben werden: Hält man in den von zwei Tönen gleichzeitig beeinflussten Strahl wiederum ein dünnes Blech, so ertönt laut hörbar der die Gruppenabstände bestimmende Differenzton. Nun nimmt die Theorie an, daß Differenz- und Summationstöne erst entstehen, wenn die Elongationen der einzelnen Schwingungsbewegungen eine gewisse Grenze überschreiten, wenn das Gesetz der Superposition kleinster Bewegungen nicht mehr anwendbar sei, und auch unser Ohr ver-

mag im allgemeinen den Kombinationston nur zu hören, wenn die ihn erzeugenden Einzeltöne eine beträchtliche Intensität aufweisen. Der Wasserstrahl aber „vernimmt“ den Differenzton immer, solange beide Gabeltöne erklingen, und die auf die Metallmembran fallenden Tropfen lassen ihn noch ertönen und machen ihn dem Ohre noch hörbar, wenn die Gabeltöne selbst kaum mehr vernehmbar sind.

Die Tropfengeschwindigkeit auf den einzelnen Strahlen. Betrachtet man eines der Bilder 10 oder 11 auf Taf. II, so fällt noch eine Erscheinung auf. Die Abstände der dem Differenzton entsprechenden Gruppen bleiben über die ganze Ausdehnung des Bildes hin gewahrt, die Abstände der Tropfen in den einzelnen Gruppen aber ist veränderlich, sie nimmt zu. Der Betrag ist nicht groß aber deutlich merkbar. Man könnte auch sagen, der Abstand der Tropfen auf dem unteren Strahle (Bild 11!) sei etwas größer als der auf dem oberen, mit anderen Worten die Tropfen auf dem unteren Strahle besitzen eine größere Geschwindigkeit als die oberen. Daß tatsächlich diese beiden Geschwindigkeiten verschieden sind, ergeben auch direkte Ausmessungen der beiden auftretenden Wurfparabeln.

Man kann in einer durch die Auflösungsstelle des Strahles gelegten Horizontalen die Wurfweite messen und in einer darauf senkrechtstehenden durch den Parabelscheitel gehenden Richtung die Wurfhöhe. Freilich kann die Meßgenauigkeit keine große sei; denn die benutzten Gabeltöne verlieren rasch an Intensität, es rückt die Auflösungsstelle von der Ausflußöffnung ab und man muß da auf eine mittlere Lage des Auflösungspunktes einstellen; außerdem ist gerade die Wurfweite oft schwer zu bestimmen, weil dort der Strahl nicht mehr so ganz zusammenhängend erscheint. Schwerer wird die Messung noch, wenn nicht nur ein, sondern zwei Töne gleichzeitig wirken (nur ganz einfache Intervalle Oktave, Quinte können überhaupt in Frage kommen), weil dann sich auch die Divergenz der Strahlen fortwährend ändert und man so keine große Gewähr hat, zwei wirklich zusammengehörige Werte bei den Ablesungen zu treffen. Immerhin zeigten Kontrollrechnungen über Erwarten gute Übereinstimmung und so ist jedenfalls die Größenordnung der bestimmten Geschwindigkeitsdifferenzen richtig. Die Ausmessung der Wurfhöhe geschah mit einem Katheto-

meter, die der Weite mit einem guten Maßstabe. Zwei Beispiele mögen die Ergebnisse zeigen.

Bei einer Ausflußmenge von 132 ccm/min ergaben sich bei

256 Schwingungen	die Wurfweite 46,0	die Wurfhöhe 8,06
384 „	„ „ 46,5	„ „ 8,14.

Nun ist die Wurfweite $W = \frac{c^2 \sin 2\varepsilon}{g}$, die Wurfhöhe $H = \frac{c^2 \sin^2 \varepsilon}{2g}$, wobei c die Geschwindigkeit der Tropfen bei ihrer Abspaltung, g die Erdbeschleunigung, ε der Neigungswinkel ist. Division beider Beziehungen ergibt $W/H = 4 \times \cotg \varepsilon$. So ergab sich für beide Strahlen (bei Einzelwirkung der Töne!) der Winkel annähernd 35° . Setzt man diesen Wert in die erste der Gleichungen ein, so folgt für c der Wert 216,5 cm/sec. (Dieser Wert läßt sich kontrollieren. Die Ausflußmenge betrug 132 ccm/min oder 2200 ccm/sec. Da nun die Ausflußöffnung der verwendeten Düse 4 rund 1 qmm, so ergibt sich hieraus eine Geschwindigkeit von 220 cm/sec). Wirkten nun die beiden Gabeltöne gleichzeitig auf den Strahl ein, so waren die gemessenen Steighöhen 7,81 und 8,57 cm. Daraus folgen zwei verschiedene Anfangsgeschwindigkeiten: $c_1 = 215,9$ und $c_2 = 226,1$ cm/sec.

Bei einer Ausflußmenge von 166 ccm/min erhielt ich bei

512 Schwingungen	$W = 83$	$H = 16,14$ cm
768 „	$W = 82$	$H = 16,34.$

Aus beiden folgt wiederum $\varepsilon = 38^\circ$ und $c = 288,3$ cm/sec.

Bei gleichzeitiger Einwirkung beider Töne waren die gemessenen Steighöhen 16,10 und 16,58 cm, woraus folgt $c_1 = 288,7$ und $c_2 = 293$ cm/sec.

(Bei dieser Ausflußmenge würde aus der oben in Parenthese angefügten Überlegung für die einfachen Strahlen eine Geschwindigkeit von 277 cm/sec folgen.) Man kann sich weiter überlegen, daß bei Einwirkung der Quinte 512, 768 entsprechend dem Differenztone 256 Zweiergruppen in jeder Sekunde abgespaltet werden müssen. Da in der Sekunde 2,766 ccm ausfließen, so würde jeder einzelne Tropfen 5,4 cmm Volumen besitzen, seine Masse wäre also 0,0054 g, falls man von der Bildung der ganz kleinen Zwischentröpfchen absieht. Die Energie, die nötig ist, um die oben berechnete Geschwin-

digkeitsänderung hervorzubringen wird sein $\frac{0,0054 (293^2 - 288,7^2)}{2} = 6,7$ Erg. Im ersten der angeführten Beispiele, wo Zweiergruppen entsprechend dem Differenzton 128 abgespaltert werden, erhält man $\frac{0,0082 (226,1^2 - 215,9^2)}{2} = 18,5$ Erg. Die tiefere Stimmgabel weist auch eine größere Intensität auf.

Man darf nun aber nicht den Schluß ziehen, daß die Verschiedenheit der Geschwindigkeiten auf den einzelnen Strahlen ausreichend wäre zur Erklärung der ganzen oben dargestellten Erscheinungen, die während der Schwebungszeiten der Differenztöne statthaben. Denn die hier errechneten Geschwindigkeiten sind ja nur aus je einem Momentanbilde gewonnen und sie können nicht erklären, wie der Strahl auf die Differenz- und Summationstöne ansprechen kann, wie je nach deren Stärke die jeder Gruppe zukommende Tropfenzahl variieren kann usw.; sie können nur einen Anhalt geben für das Auftreten mehrerer Strahlen. Sie sind nur eine sekundäre Wirkung der auftretenden Differenztöne, da die Wasserstrahlen im Tempo der Intensitätsschwankungen dieser Töne zusammen- und auseinanderklappen und sich im gleichen Tempo also auch die Geschwindigkeiten ändern müssen.

Über die Wasserfallelektrizität bei den beeinflussten Strahlen. Es ist von Lenard ¹⁾ gezeigt worden, daß Wasserstrahlen, die auf einen benetzbaren Körper auftreffen, in der umgebenden Luft negative Elektrizität erzeugen, einem mit einem Elektrometer verbundenen Gefäß positive Ladung zuführen. Eine bestimmte Wassermenge erzeugt beim Herabfallen um so mehr Wirkung, je größer die Anzahl der Tropfen ist, in die sie zerfällt. Ich untersuchte nun, ob sich bei akustisch beeinflussten Wasserstrahlen besondere Eigentümlichkeiten dieser Wasserfallelektrizität ergäben, mittels eines auf passende Empfindlichkeit gebrachten Quadrantelektrometers an einem fast senkrecht herabfallenden Wasserstrahle. Da dies nicht der Fall war, will ich von Zahlenmaterial absehen und nur kurz die folgenden Befunde angeben.

1) Ein zusammenfassendes Referat aller diesbezüglichen Arbeiten ist von A. Becker im Jahrbuch für Radioaktivität und Elektronik 9. p. 52—111. 1912 gegeben worden.

Läßt man den unbeeinflussten Strahl auf ein mit dem Elektrometer verbundenes Drahtnetz auffallen, so läßt sich dieses auf einen gewissen Maximalbetrag auf. Ertönt nun eine den Strahl beeinflussende Gabel, so wächst der Ausschlag des Elektrometers momentan an, da ja der Strahl viel weniger zerstäubt wird und die Tropfenfolge eine ganz regelmäßige wird. Dieser Anstieg ist abhängig von der Intensität der Tonquelle, er geht bei ihrem Verklingen auf den ursprünglichen Wert zurück. Der Anstieg ist, solange sich die anregenden Töne im engen Resonanzgebiet des Strahles befinden, mit der Tonhöhe proportional, da mit ihr die Tropfenzahl zunimmt. Töne, die unter oder über dem Resonanzgebiete des Strahles liegen, ergeben kleinere Anstiege des Ausschlages als solche im Resonanzgebiete. Beim Zusammenwirken zweier Töne im Intervall der Oktave oder Quinte entsteht kein anderer Ausschlag als bei den einzelnen Tönen, wohl deshalb, weil die Tropfenzahl im wesentlichen die gleiche bleibt und die Tropfen nur in Gruppen zusammengezogen werden. Auch beim Intervall der Quarte sind keine Besonderheiten nachweisbar; den einzelnen Phasen der Erscheinung vermag die Nadel des Elektrometers wegen ihrer großen Schwingungsdauer nicht zu folgen. Bei dissonanten Intervallen der einwirkenden Tonquellen ist ein regelmäßiges Anwachsen des ursprünglichen Ausschlages nicht mehr zu beobachten.

Fließt ein Wasserstrahl aus irgendeiner Öffnung aus, so wird seine Gestalt durch von außen wirkende Erschütterungen beeinflusst. Schon Buff¹⁾ hat gezeigt, daß die sich ergebende Form eines Strahles zu verdanken sei den Schwingungen der Flüssigkeitssäule um die Kreisform ihres Querschnitts, die sich der allgemein fortschreitenden Bewegung überlagern. Insofern diese Schwingungen als isochron betrachtet werden können, sei die Entfernung zweier korrespondierender Punkte der Strahlenfigur, die sog. Wellenlänge, direkt proportional der Strahlgeschwindigkeit. Diese Geschwindigkeit ändert sich natürlich bei direkt nach oben oder nach unten ausfließenden Strahlen. Bei Strahlen aber, die horizontal oder mit nicht zu großen Winkeln gegen die Horizontale ausfließen, wie ich

1) H. Buff, Liebigs Ann. 78. 1851; Pogg. Ann. 100. 1857.

sie bei meinen Messungen benutzte, wird sich keine besondere Geschwindigkeitsänderung ergeben. Daher konnte ich auch keine merkliche Änderung des Tropfenabstandes feststellen zwischen jenen Stellen des Strahles, wo er noch zusammenhielt, und den Stellen in der Nähe des Parabelscheitels, wo ich die einzelnen Tropfenbilder photographierte. — Wenn eine vollkommen kreisförmige Ausflußöffnung vorhanden ist und kein Hindernis irgendwelcher Art den Strahl in seiner Ausbildung behindert, so ist nichts vorhanden, was den Strahl unsymmetrisch machen kann; aber auch in diesem Fall wird der Verlauf des Strahles durch die Kapillarkräfte modifiziert. Er behält seine zylindrische Form nicht bei, sondern löst sich in mehr oder weniger regelmäßiger Form in Einzelmassen auf. Schon Plateau¹⁾ hat auf experimentellem und theoretischem Wege gezeigt, daß in Hinsicht auf die Oberflächenspannung der Zylinder eine Form unstabilen Gleichgewichts ist, sobald seine Länge seinen Umfang überschreitet. Es wird also irgendeine immer vorhandene Erschütterung im Reservoir des Wassers, welche Entstehungsursache sie auch haben möge, den Zerfall des Strahles herbeiführen. Ausgehend von den ersten Versuchen Savarts hatte Plateau als das Verhältnis der Wellenlänge jener regelmäßigen Erschütterung, die die regelmäßigeste Zerstörung des zylindrischen Strahlteiles bedinge, zum Durchmesser des Strahles die Zahl 4,38 angegeben. In seiner theoretischen Darstellung des Gegenstandes ergibt sich als höchste Frequenz, die noch den Strahl beeinflussen kann, $n = v/2\pi r$. Statt des ersten Wertes 4,38 leitete Lord Rayleigh²⁾ auf theoretischem Wege die Zahl 4,508 ab und er konnte zeigen, daß die regelmäßigeste Abspaltung erfolge für eine Frequenz $N = (3,142/4,508)n$.

Es müßte also n die Schwingungszahl des höchsten Tones sein, auf den der Strahl noch anspricht, N die Schwingungszahl, bei der seine Empfindlichkeit ein Maximum ist. Die oben angeführte Tab. 1 zeigt, daß für relativ weite Düsen die Übereinstimmung eine gute ist. So wäre für Düse 6 bei einer

1) Plateau, *Statique expérimentale et théorique des liquides soumis aux forces moléculaires*, Paris 1873.

2) Lord Rayleigh, *Proc. of London math. Soc.* 10. p. 4—13. 1879.

Geschwindigkeit von 257 cm/sec $n = 715$ und $N = 498$. Bei engeren Düsen, wo also bei gleicher Ausflußmenge größere Geschwindigkeiten auftreten, ist die Übereinstimmung geringer. So wäre für Düse 2 bei einer Strahlgeschwindigkeit von 424 cm/sec $n = 1700$ und $N = 1185$. Daß die zu erwartende Übereinstimmung bei großen Geschwindigkeiten eine geringere sein dürfte, hat Rayleigh gelegentlich selbst ausgesprochen. Daß aber auch bei kleineren Geschwindigkeiten nicht zu viel von der Erfüllung dieser Beziehungen erwartet werden darf, das lehrt ja Bild 5 auf Taf. I, wo ein Ton, der höher ist als dem eigentlichen Resonanzgebiet des Strahles entspricht, auch noch Beeinflussung zeigt und er sich gewissermaßen so hilft, daß er im Tempo der noch im Resonanzgebiet liegenden tieferen Oktave Gruppen kleinerer Tropfen vom Strahle abspaltet.

Gießen, Physikalisches Institut der Universität Gießen.

(Eingegangen 27. April 1914.)

F
kal
über
met
pra
lage
zu
wur
siol

Ber
mer
Spe

farb
dire
trae
im
teil
die
pho

so

p. 1

**4. Untersuchungen am Lummer-
Pringsheimschen Spektralflickerphotometer¹⁾;
von Hedwig Bender.**

Die vorliegende Arbeit knüpft an eine im hiesigen physikalischen Institut ausgeführte Untersuchung von E. Thürmel²⁾ über „das Lummer-Pringsheimsche Spektralflickerphotometer als optisches Pyrometer“ an. Sie hatte zunächst den praktischen Zweck, die dort gewonnene physiologische Grundlage für die Verwendung dieses Apparates in der Pyrometrie zu befestigen und weiter auszubauen. Im Anschluß daran wurden noch einige Untersuchungen von mehr theoretisch-physiologischer Bedeutung ausgeführt.

I. Prüfung der Methode.

Eine erste Reihe von Versuchen erstreckte sich darauf, die Berechtigung der Flickermethode als einer Methode der heterochromen Photometrie im allgemeinen und die Leistungsfähigkeit des Spektralflickerphotometers im besonderen noch einmal zu prüfen.

Als Methode der Helligkeitsmessung zwischen verschiedenfarbigen Lichtern kommt neben dem — sehr unsicheren — direkten Vergleich vor allem die Sehschärfemessung in Betracht. Mit ihr wurde die Flickermethode verglichen, indem im Spektrum einer und derselben Lichtquelle zuerst die Verteilung der Helligkeitswerte nach der Sehschärfemethode, darauf die Verteilung der Flimmerwerte mit Hilfe des Spektralflickerphotometers für dasselbe Auge bestimmt wurde.

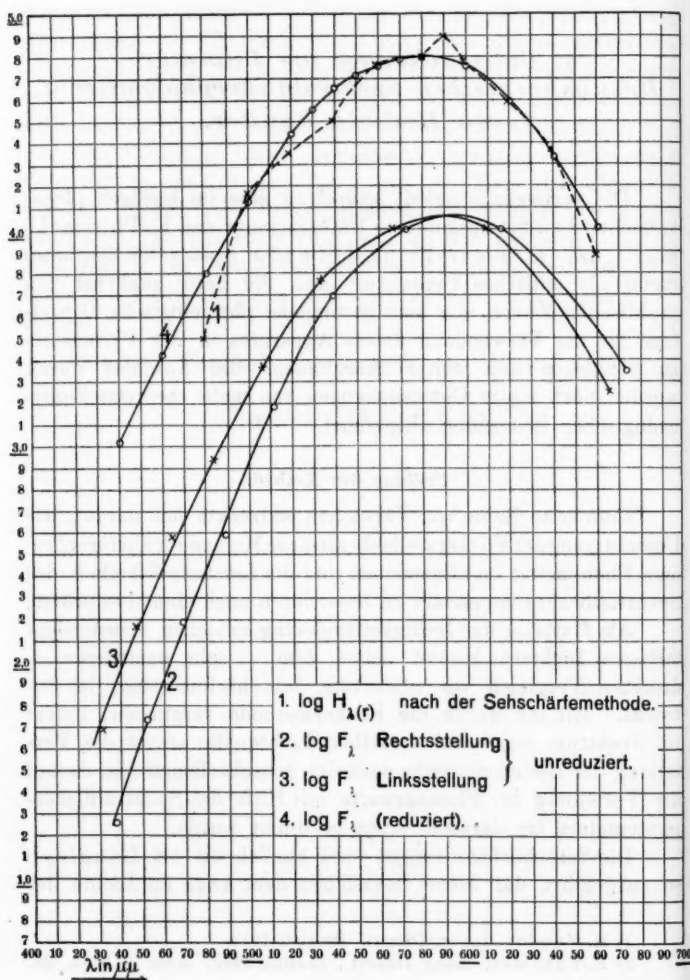
Die Sehschärfemessungen sind ähnlich wie bei Langley³⁾ so ausgeführt, daß kleine Sehzeichen dem Auge im Lichte der

1) H. Bender, Inaug.-Dissert., Breslau 1913.

2) E. Thürmel, Inaug.-Dissert., Breslau 1910; Ann. d. Phys., 33. p. 1139. 1910.

3) S. Langley, Phil. Mag. (5) 27. p. 1. 1889.

verschiedenen Spektralfarben dargeboten und die Helligkeiten bis zu deren Erkennbarkeit variiert wurden.



Tafel I.

Die Methode zur Messung der Flimmerwerte mit dem Lummer-Pringsheimschen Spektralflickerphotometer ist in dieser Zeitschrift bereits von E. Thürmel¹⁾ genau beschrieben worden.

Es sei hier nur das Ergebnis des Vergleiches mitgeteilt. Wegen aller Einzelheiten muß auf die ausführliche Darstellung in meiner Dissertation verwiesen werden. Tab. 1 zeigt die Logarithmen der auf das Normalspektrum reduzierten Helligkeiten $H_{\lambda(r)}$ nach den Sehschärfemessungen, die auf Taf. I in Kurve 1 graphisch dargestellt sind.

Tabelle 1.

λ in $\mu\mu$	$\log H_{\lambda(r)}$
659	3,874
639	4,366
619	4,592
599	4,777
590	4,891
580	4,798
559	4,759
539	4,497
519	4,350
499,5	4,164
479	3,492

Tabelle 2.

λ in $\mu\mu$	$\log F_{\lambda(r)}$
660	4,006
640	4,338
620	4,596
600	4,756
580	4,798
570	4,786
560	4,757
550	4,712
540	4,655
530	4,558
520	4,441
510	4,292
500	4,129
480	3,794
460	3,425
440	3,020

Kurve 2 und 3 auf Taf. I geben die direkt gemessene Verteilung der logarithmischen Flimmerwerte F_{λ} bei Rechts- und Linksstellung des Spektralflickerphotometers wieder. Kurve 4 und Tab. 2 stellen die daraus berechneten und auf das Normalspektrum reduzierten Mittelwerte dar. Für $\lambda = 580 \mu\mu$ sind Kurve 1 und 4 durch geeignete Wahl des Maßstabes willkürlich zum Schnitt gebracht worden.

1) E. Thürmel, l. c.

Aus dem Vergleich beider Kurven wird man trotz mancher Unterschiede schließen müssen, daß die Verteilung der Flimmerwerte im Spektrum mit der nach der Sehschärfemethode gemessenen Helligkeitsverteilung identisch ist. Das Maximum liegt in beiden Fällen bei 580—590 $\mu\mu$, und die vorhandenen Abweichungen der Flimmerwerte von den Sehschärfewerten erfolgen bald im einen, bald im anderen Sinne. Ob ihnen eine reale Existenz zukommt, muß dahingestellt bleiben, so lange die Sehschärfemessungen nicht empfindlicher als bisher gestaltet werden können. Innerhalb der erreichbaren Genauigkeitsgrenzen sind jedenfalls die vorstehenden Ergebnisse eine Bestätigung der Annahme, daß die Flimmeräquivalenz ein Merkmal für die gleiche Helligkeit verschiedenfarbiger Lichter ist. Der viel glattere Verlauf der Flickerkurven zeigt zugleich, daß die Flickermethode wegen der größeren Sicherheit der Einstellung vor der Sehschärfemethode weitaus den Vorzug verdient.

II. Wiederholung und Ausbau der Arbeiten über die Grundlagen der neuen optischen Pyrometrie.

Das Lummer-Pringsheimsche Spektralflickerphotometer¹⁾ (vgl. Fig. 1) unterscheidet sich von allen anderen Spektralflickerphotometern dadurch, daß es zwei Farben einer und derselben Strahlungsquelle unmittelbar, ohne Zuhilfenahme eines Zwischenlichtes, miteinander zu vergleichen gestattet. Hierauf beruht seine Anwendbarkeit in der Pyrometrie. Man kann die Temperatur eines leuchtenden Körpers aus seiner spektralen Helligkeitsverteilung zwar nicht direkt bestimmen. Dagegen besteht nach dem Wien-Planckschen Gesetz ein eindeutiger Zusammenhang zwischen der „schwarzen“ Temperatur und der spektralen Energieverteilung des Körpers. Um die Helligkeit mit der Temperatur in Beziehung zu bringen, braucht man demnach nur noch die Beziehung zu kennen, die zwischen der Helligkeit und der Energie an jeder Stelle des Spektrums besteht. Sie kann experimentell ermittelt werden. Dabei zeigt sich, daß eine und dieselbe Menge Strahlungsenergie vom Auge ganz verschieden bewertet wird, je nachdem,

1) Lummer-Pringsheim, Jahresber. d. Schles. Ges. f. Vaterl. Kultur 1906; Beibl. p. 466. 1907.

in welchem Wellenlängengebiet sie auftritt. Das Verhältnis der Helligkeit H_λ zur physikalischen Intensität J_λ ist also eine

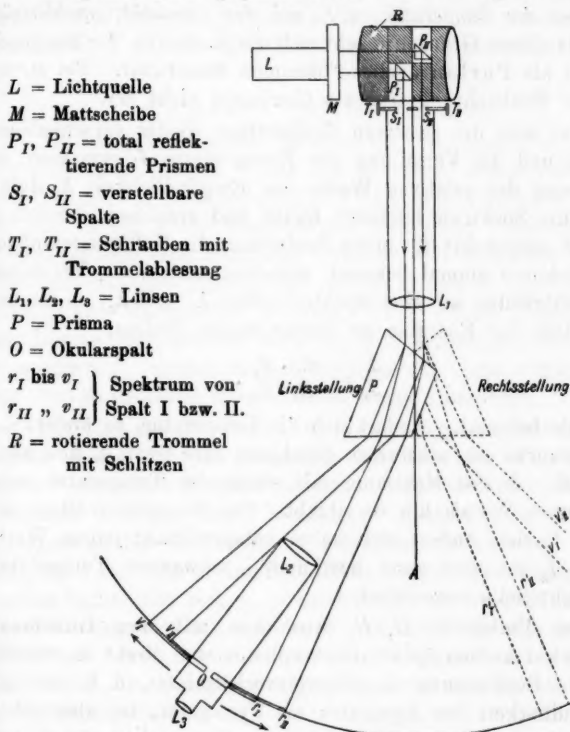


Fig. 1.

Funktion der Wellenlänge. Man bezeichnet es als die Helligkeitsempfindlichkeit E_λ des Auges für die Wellenlänge λ :

$$\frac{H_\lambda}{J_\lambda} = E_\lambda.$$

Die Empfindlichkeit ist, wie man auch sagen kann, zahlenmäßig gleich der Helligkeit, mit der die Energieeinheit an der betreffenden Spektralstelle empfunden wird. Während sowohl die Helligkeits- wie die Energieverteilung immer nur für eine gegebene Lichtquelle von ganz bestimmter Temperatur gilt,

ist die Verteilung der spektralen Empfindlichkeitswerte von der Natur der benutzten Lichtquelle und innerhalb weiter Grenzen auch von der Temperatur, d. h. von der Intensität, unabhängig. Jenseits dieser Grenzen macht sich die Änderung der Empfindlichkeit als Purkinjesches Phänomen bemerkbar. Bei streng fovealer Beobachtung tritt sie überhaupt nicht ein.

Hat man die relativen Helligkeiten H_λ der verschiedenen Farben und die Verteilung der Energiewerte J_λ gemessen, so kann man die relativen Werte der Empfindlichkeit E_λ durch das ganze Spektrum hindurch finden und graphisch darstellen.

Ist umgekehrt für einen Beobachter die Helligkeitsempfindlichkeitskurve einmal bekannt, und bestimmt er das Verhältnis der Helligkeiten an zwei Spektralstellen λ_1 und λ_2 , so ist das Verhältnis der Energien an diesen beiden Stellen,

$$\frac{J_1}{J_2} = \frac{H_1 \cdot E_2}{H_2 \cdot E_1},$$

ebenfalls bekannt. Ändert sich die Temperatur, so ändert die Energiekurve der schwarzen Strahlung ihre Gestalt, und zwar so, daß sich das Maximum mit steigender Temperatur nach den kurzen Wellen hin verschiebt. Das Energieverhältnis der beiden Farben ändert sich dabei entsprechend; jedem Werte von J_1/J_2 ist eine ganz bestimmte „schwarze“ Temperatur der Lichtquelle zugeordnet.

Das Verhältnis H_1/H_2 wird nun mit dem Lummer-Pringsheimschen Spektralflickerphotometer direkt eingestellt. Für die Bestimmung des Energieverhältnisses, d. h. für die Verwendbarkeit des Apparates als Pyrometer, ist also neben der Prüfung der dabei erreichbaren Genauigkeit die Untersuchung der Helligkeitsempfindlichkeit E von grundlegender Bedeutung.

§ 1. Die foveale Helligkeitsempfindlichkeit verschiedener normal farbentüchtiger Beobachter.

Da beim Lummer-Pringsheimschen Spektralflickerphotometer die Beobachtung mit der fovea allein ausgeführt wird, bestimmt man hier, unabhängig von der Beleuchtungsstärke, die Empfindlichkeit der Netzhautzapfen. Es handelt sich vor allem darum festzustellen, ob sie für verschiedene normale

Augen denselben Verlauf zeigt. Ich habe deshalb die Empfindlichkeit nach der bei E. Thürmel verwendeten Methode für mein eigenes Auge und für neun andere Beobachter von normalem Farbensinn bestimmt. Das Ergebnis ist im folgenden mitgeteilt.

a) Spektrale Energiemessungen.

Als Lichtquelle diente bei allen Untersuchungen ein großer Nernstbrenner, dessen Spannung mit Hilfe eines Voltmeters und Regulierwiderstandes auf 220 Volt konstant gehalten wurde. Er war in ein innen geschwärztes Metallrohr eingeschlossen, dessen Öffnung eine Mattscheibe verschloß. Im ganzen wurden drei verschiedene solche Brenner, *A*, *B* und *C*, mit je einer zugehörigen Mattscheibe benutzt. Jede solche Kombination aus Lampe und Scheibe blieb bei allen Messungen, die daran vorgenommen wurden, in sich unverändert. Immer wurde das von der Mattscheibe ausgestrahlte Licht untersucht.

Mit Hilfe des Martens-Königschen Spektralphotometers¹⁾ wurde dieses mit der Strahlung des Lummer-Kurlbaumschen²⁾ schwarzen Körpers verglichen. Die Helligkeiten beider verhalten sich an einer bestimmten Spektralstelle wie ihre Energien an derselben Stelle. Da die Temperatur des schwarzen Körpers durch das in ihm befindliche Thermoelement gemessen werden kann, läßt sich seine Energiekurve, soweit sie ins sichtbare Spektralgebiet fällt, nach der Wienschen Strahlungsgleichung berechnen. Aus dem Verhältnis der Helligkeiten ergibt sich dann auch die Energieverteilung im normalen Spektrum der Mattscheibenstrahlung.

Für Lampe *B* ist die Messung nur bei einer einzigen Temperatur des schwarzen Körpers ausgeführt worden. Genauer wurden die Energiewerte für die Lampen *A* und *C* bestimmt. Jede von ihnen wurde mit dem schwarzen Körper bei zwei verschiedenen Temperaturen des letzteren verglichen. Aus den beiden Messungsreihen wurde für jede der Lampen der Logarithmus des Mittelwertes von J_λ gebildet.

1) Martens u. Grünbaum, *Drudes Ann.* 4. Bd. 12. p. 984. 1903.

2) Lummer-Kurlbaum, *Verh. d. Phys. Ges. Berlin.* 17. p. 106. 1898; *Drudes Ann.* 5. p. 829. 1901.

b) Helligkeitsmessung und Bildung der Empfindlichkeiten.

Die Helligkeitsverteilung habe ich mit dem Flickerphotometer für mein eigenes Auge an Lampe C bei Rechts- und Linksstellung des Apparates gemessen. Zunächst mußten bei gleicher Breite der Spalte I und II die gleich hellen Farben im Spektrum durch Verschieben des Fernrohres aufgesucht werden.

Sie waren:

609,3 $\mu\mu$ und 567,7 $\mu\mu$ bei Rechtsstellung des Apparates,
612,6 $\mu\mu$ und 568,8 $\mu\mu$ bei Linkstellung des Apparates.

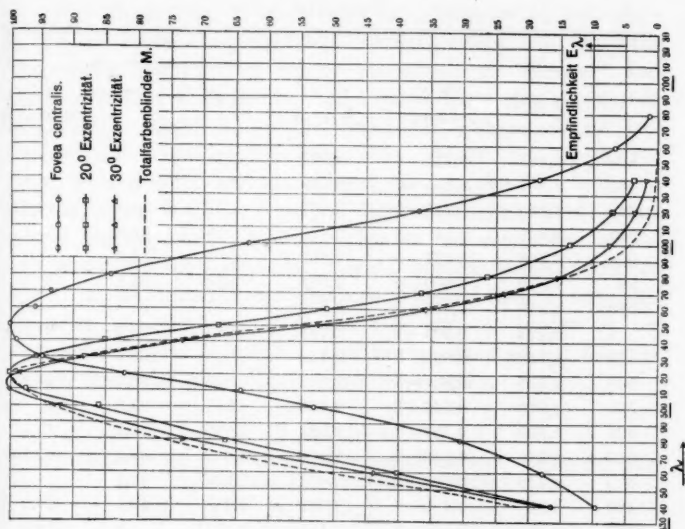
Dies zeigt, daß die Justierung der Lampe gut war, da die gleich hellen Wellenlängen bei Rechts- und Linksstellung sich nur wenig unterscheiden.

Von der „Gleichheitsstellung“ des Fernrohres ausgehend, gewinnt man durch die Anschlußmessungen die Helligkeitswerte an etwa neun Punkten des Spektrums. Aus diesen wurde für einen weiteren, zwischenliegenden Punkt der Helligkeitswert durch Interpolation berechnet. In gleicher Weise wie vorher läßt sich dann an diesen neuen Punkt wieder eine Reihe von Wellenlängen anschließen, die zwischen die der ersten Reihe fallen. Auf diese Art wurden im ganzen bei Rechts- und Linksstellung je 17 Helligkeitswerte gefunden.

Alle diese Anschlußmessungen, bei denen das Fernrohr fest eingestellt und eine Spaltbreite bis zum Verschwinden des Flickerns variiert wurde, wurden bei zwei verschiedenen Spaltbreiten mit je fünf Einstellungen ausgeführt. Die relativen logarithmischen Helligkeiten sind auf Taf. II in Kurve 1 und 2 als Funktion der Wellenlänge dargestellt.

Aus den beiden Kurven wurden graphisch die Werte von $\log H_1$ für diejenigen Wellenlängen entnommen, bei denen die Energiewerte gemessen waren, und daraus die Logarithmen der zugehörigen mittleren Helligkeit gebildet, die schließlich noch auf das Normalspektrum reduziert wurden. Tab. 3 enthält im ersten Stabe diese reduzierten logarithmischen Helligkeiten, die auf Taf. II in Kurve 3 dargestellt sind.

Zur Bildung der Empfindlichkeitswerte sind im zweiten Stabe die Energiewerte der Lampe C eingetragen, wie sie sich als Mittelwerte aus den beiden Messungsreihen ergeben.



Tafel II.

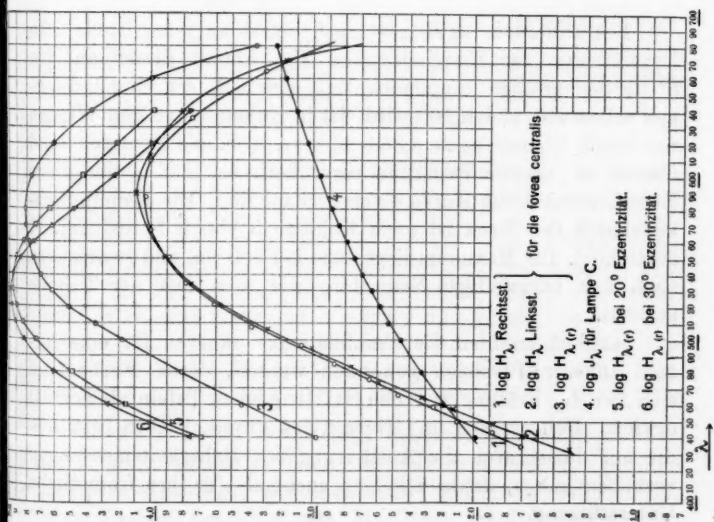


Tabelle 3.

	1	2	3	4	5	6
λ	$\log H_{\lambda(r)}$	$\log J_{\lambda}$ für Lampe C	$\log J_{\lambda}$ + 8,884	$\log E_{\lambda}$	E_{λ}	E_{λ} korrigiert
680	3,351	0,343 - 6	3,227	0,124	1,3	1,3
660	3,993	0,285 - 6	3,169	0,824	6,7	6,8
640	4,365	0,217 - 6	3,101	1,264	18,4	19,0
620	4,599	0,148 - 6	3,032	1,567	36,9	37,1
600	4,756	0,071 - 6	2,955	1,801	63,2	63,2
580	4,810	0,000 - 6	2,884	1,926	84,3	85,3
570	4,810	0,955 - 7	2,839	1,971	93,5	95,3
560	4,773	0,907 - 7	2,791	1,982	95,9	97,1
550	4,743	0,859 - 7	2,743	2,000	100,0	100,0
540	4,688	0,809 - 7	2,693	1,995	98,9	97,3
530	4,610	0,749 - 7	2,633	1,977	94,8	90,6
520	4,500	0,701 - 7	2,585	1,915	82,2	77,1
510	4,339	0,646 - 7	2,530	1,809	64,4	60,1
500	4,178	0,568 - 7	2,452	1,726	53,2	49,7
480	3,808	0,439 - 7	2,323	1,485	30,5	28,5
460	3,440	0,305 - 7	2,189	1,251	17,8	16,6
440	2,978	0,107 - 7	1,991	0,987	9,7	9,1

Die Differenz $\log H_{\lambda(r)} - \log J_{\lambda}$ liefert an jeder Stelle den Logarithmus der Empfindlichkeit E_{λ} . Damit dieser an der Stelle der größten Empfindlichkeit gleich 2, die Empfindlichkeit selbst also gleich 100 wird, ist in Kolonne 3 zu den Werten von $\log J_{\lambda}$ überall noch 8,884 addiert, d. h. die Energien sind überall im gleichen Verhältnis vergrößert. Auf Taf. II sind diese Energiewerte durch Kurve 4 veranschaulicht. Die Empfindlichkeitskurve der fovea ist nach Kolonne 5 ebenfalls auf Taf. II gezeichnet. Ihr Maximum liegt nahe bei 550 $\mu\mu$, und zwar etwas nach der kurzwelligen Seite hin, wie man aus der Tabelle erkennt.

Ähnlich konnten die Empfindlichkeitskurven für eine Anzahl anderer Personen gewonnen werden, deren Farbensinn sich bei der Prüfung mit den Stillingschen Tafeln als normal erwies. Den Damen und Herren des Physikalischen Instituts, die mir dazu durch die Ausführung der Helligkeitsmessungen verholfen haben, danke ich hier nochmals für ihre freundliche Unterstützung.

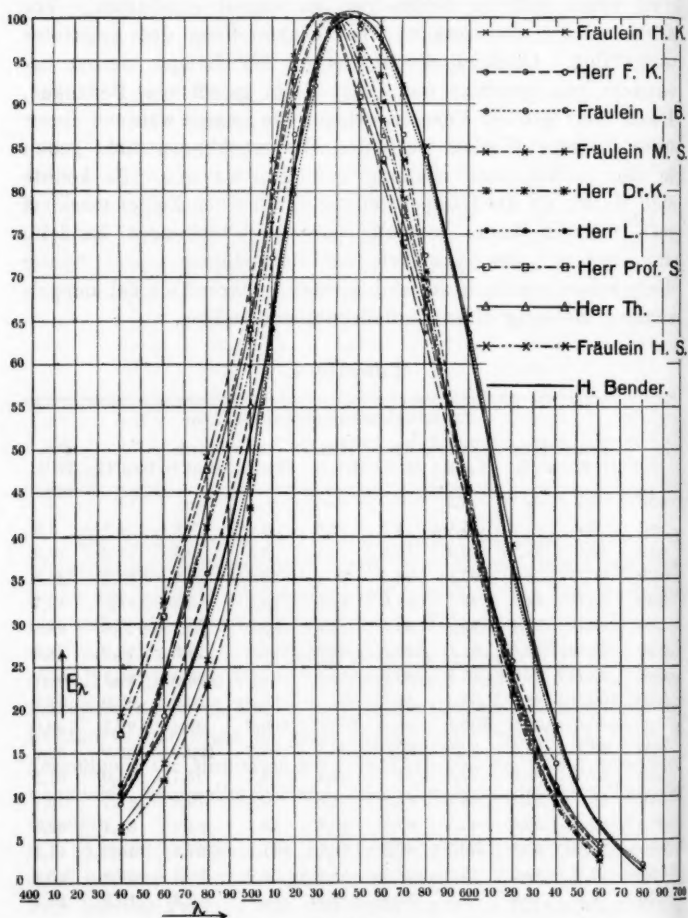
Die Messungen konnten hier allerdings nicht mit derselben Ausführlichkeit angestellt werden, schon weil die zum Teil wenig geübten Beobachter zu schnell ermüdeten. Vor allem wurden sie stets nur bei Linksstellung des Apparates ausgeführt. Obgleich die Justierung der Lampe hierbei besonders gut geglückt war, liegt darin gewiß ein Bedenken. Denn trotz größter Vorsicht scheint die Lampe während dieser über mehrere Wochen verteilten Untersuchungen nicht genau in der anfänglichen Stellung geblieben zu sein. Es konnte sich dabei, da die Lampenstellung durch einen Zeiger markiert war, nur um kaum kontrollierbare Verschiebungen handeln, die aber auf die Symmetrie der Beleuchtung beider Spalte doch schon merklich störend wirkten, während sie bei doppelseitiger Messung ohne Einfluß geblieben wären.

Tabelle 4.

λ	Helligkeitsempfindlichkeit für								
	Frl. H. K.	Hrn. F. K.	Frl. L. B.	Frl. M. S.	Hrn. Dr. K.	Hrn. L.	Hrn. Prof. S.	Hrn. Th.	Frl. H. S.
680	1,9	—	2,2	—	—	—	—	—	—
660	6,9	—	7,0	4,0	2,9	3,4	3,0	4,4	3,9
640	18,2	13,7	17,4	10,6	9,1	9,5	9,2	11,2	10,9
620	39,2	25,5	37,0	23,4	21,7	22,7	22,8	24,6	24,5
600	65,6	44,3	63,5	43,3	42,9	44,7	45,7	45,5	45,7
580	84,9	72,4	83,8	63,5	70,5	69,5	65,8	67,3	68,5
570	92,0	86,3	91,0	73,3	83,4	79,8	74,5	76,9	78,9
560	98,6	96,6	97,5	83,0	93,1	90,0	83,4	86,1	87,9
550	100,0	98,6	99,1	89,7	96,2	95,1	90,6	92,0	94,2
540	100,0	100,0	100,0	98,6	100,0	100,0	98,4	99,5	100,0
530	93,1	94,2	92,0	100,0	93,5	98,2	100,0	100,0	98,2
520	82,0	86,3	79,6	95,5	82,4	89,7	92,7	94,0	91,2
510	66,7	72,1	64,9	83,6	64,0	76,4	79,8	81,1	79,1
500	47,0	55,0	47,2	67,5	43,3	59,7	64,1	64,1	62,8
480	25,8	35,6	30,1	49,3	22,9	41,2	47,8	44,5	41,2
460	13,9	19,2	17,8	32,7	11,9	24,0	31,0	23,8	23,4
440	6,6	9,3	9,1	19,2	5,9	11,4	17,3	10,5	10,2

In Tab. 4 sind die Helligkeitsempfindlichkeiten der verschiedenen Beobachter nach der zeitlichen Reihenfolge ihrer Helligkeitsmessungen geordnet. Man sieht, wie bei den späteren Reihen zweifellos das Maximum im Durchschnitt bei

etwas kürzeren Wellen liegt, als bei den ersten. Dies ist sicherlich nicht auf individuelle Verschiedenheiten allein zurück-



Tafel III.

zuführen. Nach jeder der Reihen prüfte ich durch einige Einstellungen auch für mein Auge wieder die Fernrohrstellung gleicher Helligkeiten und fand sie dabei in der Tat fast jedes-

mal annähernd so, wie die betreffende Versuchsperson vor mir, d. h. gegenüber der ursprünglichen, bei der Justierung der Lampe gefundenen etwas nach dem Blau zu verschoben, wenn auch geringe tatsächliche Unterschiede öfters bestehen blieben.

Die auf Taf. III nach Tab. 4 gezeichneten Empfindlichkeitskurven würden, wie man nach alledem annehmen muß, bei genaueren Messungen sich noch enger aneinander anschließen, und ihre Maxima würden durchweg nach etwas längeren Wellen hinrücken, mindestens zwischen 540 und 550 $\mu\mu$. Jedenfalls ist den ersten Reihen höheres Gewicht beizulegen, als den letzten.

Hr. Dr. K. ist Japaner. Er gab vor der Untersuchung an, für violettes Licht besonders unempfindlich zu sein. Seine Empfindlichkeitskurve, die im violetten Spektralende tiefer als alle anderen verläuft, gibt das deutlich wieder.

Von den mir bekannten fovealen Empfindlichkeitskurven früherer Beobachter hat die von Langley¹⁾ ihr Maximum bei 550 $\mu\mu$, die von König²⁾ bei 555 $\mu\mu$ und die von Thürmel³⁾ bei 560 $\mu\mu$. Das Maximum der bei Thürmel mit angegebenen Stillerschen Kurve scheint wenig unterhalb 560 $\mu\mu$ zu liegen. Eine von H. E. Ives⁴⁾ neuerdings sehr sorgfältig bestimmte Empfindlichkeitskurve ist als Mittel aus den Flickermessungen von 5 Beobachtern bei großer Helligkeitsstufe gewonnen worden und ergibt die größte Empfindlichkeit bei 545 $\mu\mu$.

Aus dem Vergleich sämtlicher 15 Kurven ergibt sich, daß das Maximum der Helligkeitsempfindlichkeit für die Zapfen des normalen Auges in der Nähe von 550 $\mu\mu$ liegt.

Dem widerspricht nur eine kürzlich erschienene Mitteilung von R. A. Houstoun⁵⁾ über zwei Empfindlichkeitskurven, die er bei verschiedenen Helligkeitsstufen als Mittel aus den spektralen Helligkeitskurven von 52 farbentüchtigen Beobachtern erhalten hat. Die Maxima beider Kurven liegen

1) S. Langley, Am. Journ. 36. p. 359. 1888.

2) A. König, Beiträge z. Psych. u. Physiol. d. S. p. 309. Hamburg 1891; Ges. Abhandlungen zur physiol. Optik. p. 144. Leipzig 1903.

3) E. Thürmel, l. c.

4) H. E. Ives, Phil. Mag. 24. p. 149. 1912.

5) R. A. Houstoun, Phil. Mag. 25. p. 715. 1913.

auffallend weit nach dem Blau hin, bei 502 bzw. 466 $\mu\mu$. Houstoun hat bei seinen Berechnungen noch die verschiedene Schwächung berücksichtigt, welche die Farben durch das Prisma des Spektralapparates erfahren. Um zu prüfen, ob dies die großen Abweichungen seiner Resultate von allen früheren erklären kann, habe ich bei meiner eigenen Empfindlichkeitskurve diese Korrektur nachträglich noch angebracht. Hr. cand. phil. P. Hahn hat die dazu nötigen Absorptionsmessungen an dem von mir benutzten Prisma ausgeführt und mir seine Beobachtungen freundlichst zur Verfügung gestellt, wofür ich ihm besonderen Dank sage. Die korrigierten Empfindlichkeitswerte sind in Tabelle 3 Kolonne 6 eingetragen. Das Maximum liegt auch hier noch bei 550 $\mu\mu$, aber ein wenig nach dem Rot hin verschoben. Trotz der abweichenden Resultate von Houstoun muß daher an dem obigen Ergebnis festgehalten werden, daß dies die Stelle größter Helligkeitsempfindlichkeit für die normale fovea ist. Individuelle Verschiedenheiten bleiben hierin und im ganzen Verlauf der Kurve bis zu einem gewissen Grade immer bestehen. Doch kann eine Verschiebung des Maximums bis zu 502 $\mu\mu$ hin dadurch nicht erklärt werden.

Für den pyrometrischen Gebrauch des Spektralflickerphotometers folgt, daß jeder Beobachter als Grundlage für die Temperaturmessung seine eigene Empfindlichkeitskurve vorher bestimmen muß.

§ 2. Die foveale Helligkeitsempfindlichkeit desselben Beobachters zu verschiedenen Zeiten.

Die nächste Frage ist die, wieweit die Verteilung der Empfindlichkeitswerte im Spektrum für dasselbe Auge zeitlich konstant bleibt. Schon Thürmel fand, daß dieselben Messungen zu verschiedenen Zeiten innerhalb der Fehlergrenzen übereinstimmten. Ich selbst habe einen Teil der Helligkeitsmessungen für Linksstellung zweimal, an verschiedenen Tagen, ausgeführt. Die Energieverteilung konnte außer acht gelassen werden, weil beide Male dieselbe Lampe benutzt wurde.

Wie Tab. 5 zeigt, ist die Übereinstimmung der an beiden Tagen gefundenen Helligkeitsverhältnisse sehr gut. Nur in den

drei mit * bezeichneten Fällen ist der Unterschied zwischen ihnen größer als der mittlere Fehler des Mittels aus fünf Einstellungen an der betreffenden Stelle; doch bleibt er immer in den Grenzen der überhaupt vorkommenden Fehler einer solchen Reihe. Bei gelegentlichen sonstigen Prüfungen zeigte sich dasselbe Ergebnis.

Tabelle 5.

λ_I	λ_{II}	Messungen vom 5. VII.			Messungen vom 8. VII.		
		Spaltbreite			Spaltbreite		
		I	II	I/II oder II/I	I	II	I/II oder II/I
612,6	671,2	4,6	30	0,153	4,6	30	0,153
		24,6	25	0,984	25,4	25	1,016*
568,8	612,6	25	25,3	0,988	25	25,3	0,988
534	568,8	25	14,3	0,572	25	14,1	0,564*
506,3	534	25	8,5	0,340	25	8,4	0,336
483,3	506,3	30	9,2	0,307	30	9,0	0,300
464,6	483,3	60	22,5	0,375	60	22,5	0,375
448,7	464,6	75	26,7	0,356	75	26,9	0,359
433	448,7	100	34,6	0,346	100	32,9	0,329*

Die hierdurch erwiesene zeitliche Unveränderlichkeit der Kurve für denselben Beobachter ist die notwendigste Vorbedingung für die praktische Verwendbarkeit des neuen optischen Pyrometers.

§ 3. Abhängigkeit der pyrometrischen Genauigkeit von den photometrierten Wellenlängspaaren.

Die bisherigen Untersuchungen erstreckten sich auf die Genauigkeit, mit der das Verhältnis E_1/E_2 der Helligkeitsempfindlichkeiten für die beiden photometrierten Wellenlängen gefunden werden kann. Das Energieverhältnis

$$\frac{J_1}{J_2} = \frac{H_1 \cdot E_2}{H_2 \cdot E_1}$$

der Farben, und damit die Sicherheit der Temperaturbestimmung durch das Spektralflickerphotometer, ist aber außerdem noch von zwei weiteren Umständen abhängig:

a) Diese Sicherheit wird um so größer sein, je genauer man das Helligkeitsverhältnis H_1/H_2 der beiden ausgeblendeten Spektralgebiete messen kann.

b) Bei gleicher Genauigkeit des Photometrierens für verschiedene Farbenpaare wird die Temperaturbestimmung um so genauer ausfallen, je weiter die beiden verglichenen Farben im Spektrum voneinander abstehen. Denn da bei Änderungen der Temperatur die Energie der kurzen Wellen sich stärker ändert, als die der langen, so bewirkt die gleiche Temperaturänderung für ein paar weit auseinanderliegender Farben eine größere Änderung des Energie- und damit des Helligkeitsverhältnisses, als für nahe benachbarte Farben. Beim Vergleich zweier weit entfernter Farben werden demnach schon verhältnismäßig kleine Temperaturschwankungen bemerkbar werden.

Es handelt sich also darum, dasjenige Farbenpaar aufzufinden, bei dem beide Umstände möglichst günstig zusammenreffen.

a) Flickergenauigkeit bei verschiedenem spektralem Abstand der verglichenen Farben.

Zu diesem Zwecke wurden bei verschiedenen Abständen der vorderen Spalte S_1 und S_n des Apparates zahlreiche Helligkeitsmessungen in allen Spektralgebieten ausgeführt und die zugehörigen Genauigkeiten berechnet. In Tab. 6 sind die Ergebnisse für jeden der sechs benutzten Spaltabstände nach den Wellenlängen geordnet. Für jedes Wellenlängenpaar wurden mindestens zwei Reihen von je fünf Einstellungen gewonnen, eine bei engeren Spalten (obere Zeilen der Tabelle), die andere bei weiteren (untere Zeilen). Es ist stets der mittlere Fehler des Mittels aus diesen fünf Beobachtungen und der größte vorkommende Fehler einer einzelnen Einstellung, beides in Prozent des Helligkeitsverhältnisses der beiden Farben, angegeben.

Wie man sieht, ist eine wesentliche Änderung der Genauigkeit beim Variieren des Spaltabstandes von 2—12 mm nicht vorhanden. Auch bei 12 mm Abstand liegen die mittleren Fehler noch unter 4 Proz. Durchweg ist im Violett die Unsicherheit am größten, weil hier die von den kurzwelligen Strahlen im Auge erregte Fluoreszenz störend wirkt. Mit Ausnahme dieser Spektralgebiete ist aber das Helligkeitsverhältnis H_1/H_2 für alle Farbenpaare mit ziemlich gleicher Genauigkeit meßbar.

Messungen bei einem Spaltabstand von

2 mm				4 mm				6 mm				8 mm				10 mm				12 mm									
λ_1	λ_2	Größen		Fehler in %	λ_1	λ_2	Größen		Fehler in %	λ_1	λ_2	Größen		Fehler in %	λ_1	λ_2	Größen		Fehler in %	λ_1	λ_2	Größen		Fehler in %	λ_1	λ_2	Größen		Fehler in %
		Mittlerer	Großter				Mittlerer	Großter				Mittlerer	Großter				Mittlerer	Großter				Mittlerer	Großter				Mittlerer	Großter	
674,2	613,3	1,0	2,2	2,2	ca. 730	620	7,0	21,4	7,0	660	555	0,8	3,3	0,8	680	544	1,4	5,2	1,4	680	525	1,1	3,4	1,1	680	508	0,8	2,2	0,8
		1,3	3,9				7,4	31,2	7,4			1,4	4,4	1,4			2,6	9,0	2,6			3,1	9,6	3,1		1,9	5,0	1,9	
613,3	568	1,0	3,4	3,4	659	578	3,5	12,7	3,5	640	544	1,4	4,8	1,4	660	535	2,7	10,0	2,7	660	517	2,2	8,1	2,2	660	500	4,0	12,7	4,0
		1,5	5,1				2,2	5,9	2,2			3,2	11,5	3,2			3,4	10,7	3,4			2,9	10,1	2,9		2,0	6,6	2,0	
		1,8	4,6		639	566	0,9	2,3	0,9	620	533	0,8	3,0	0,8	640	525	2,4	7,0	2,4	640	508	1,8	5,8	1,8	640	498	2,4	6,9	2,4
		3,3	11,5				1,8	6,7	1,8			1,0	3,5	1,0			2,3	7,2	2,3			2,7	8,8	2,7		2,0	5,7	2,0	
568	532,5	2,0	5,7	5,7	619	553	1,3	3,7	1,3	600	521	1,6	6,6	1,6	620	515	0,7	2,4	0,7	620	499	1,8	5,3	1,8	620	485	2,4	7,7	2,4
		2,0	5,7				2,4	7,5	2,4			3,2	10,7	3,2			1,9	6,6	1,9			2,2	8,2	2,2		2,6	9,5	2,6	
532,5	504,3	3,0	9,0	9,0	600	539	3,0	10,2	3,0	580	509	0,5	1,7	0,5	600	504,5	1,1	3,9	1,1	600	490	3,1	9,3	3,1	600	476	2,5	7,7	2,5
		1,5	4,5				1,6	4,7	1,6			1,5	4,7	1,5			0,8	2,5	0,8			3,1	11,1	3,1		2,3	7,8	2,3	
504,3	481	4,2	13,0		580	526	2,0	5,5	2,0	560	495	1,6	3,6	1,6	580	493	2,0	6,7	2,0	580	480	2,0	6,3	2,0	580	468	1,0	4,2	1,0
		2,4	7,4				1,2	3,4	1,2			2,9	9,4	2,9			1,1	4,1	1,1			4,5	11,6	4,5		2,5	8,9	2,5	
481	461,8	3,5	11,1		560	511	2,6	7,7	2,6	540	483	0,8	2,9	0,8	560	482	2,6	7,5	2,6	560	470	3,4	8,8	3,4	560	459	2,5	6,8	2,5
		3,8	11,4				2,4	8,1	2,4			2,5	7,9	2,5			2,0	6,5	2,0			4,2	13,9	4,2		1,2	4,1	1,2	
461,8	445,3	5,2	15,4		540	497	3,5	13,2	3,5	520	470	1,9	7,0	1,9	540	470,5	2,2	6,0	2,2	540	460	2,3	8,5	2,3	540	450	2,0	6,4	2,0
		4,1	11,8				4,1	13,9	4,1			3,3	11,4	3,3			3,0	8,6	3,0			2,1	7,1	2,1		3,4	11,5	3,4	
445,3	429,8	4,6	17,3		521	483	4,4	15,8	4,4	500	457	0,6	2,3	0,6	520	459	2,2	7,4	2,2	520	449	2,0	4,7	2,0	520	439	3,0	10,0	3,0
		8,7	25,6				6,5	21,4	6,5			2,9	9,5	2,9			3,0	9,5	3,0			3,8	11,4	3,8		2,4	8,5	2,4	
					501	468	4,0	14,5	4,0	480	442	4,1	13,0	4,1	500	447	1,1	4,1	1,1	500	437	1,9	7,7	1,9	500	429	3,0	10,0	3,0
							2,0	5,1	2,0			2,5	7,9	2,5			3,4	13,6	3,4			3,0	10,2	3,0		2,4	8,5	2,4	
					481	452	5,8	16,7	5,8			3,2	9,0	3,2	480	433	1,1	4,1	1,1			1,9	7,7	1,9		2,4	8,5	2,4	
							1,6	4,7	1,6			3,2	9,0	3,2			3,4	13,6	3,4			3,0	10,2	3,0		2,4	8,5	2,4	
					461	436	3,2	10,5	3,2			2,5	7,9	2,5			3,2	9,0	3,2			1,9	7,7	1,9		2,4	8,5	2,4	
							3,9	10,8	3,9			2,5	7,9	2,5			3,4	13,6	3,4			3,0	10,2	3,0		2,4	8,5	2,4	
					449	427	6,7	23,5	6,7			2,5	7,9	2,5			3,4	13,6	3,4			3,0	10,2	3,0		2,4	8,5	2,4	
							6,9	26,3	6,9			2,5	7,9	2,5			3,4	13,6	3,4			3,0	10,2	3,0		2,4	8,5	2,4	

b) Einfluß der Temperaturänderung auf das Helligkeitsverhältnis verschiedener Farbenpaare.

In viel höherem Grade unterscheiden sich die Änderungen, die das Helligkeitsverhältnis der beiden ausgeblendeten Farben durch eine und dieselbe Temperaturänderung bei verschiedenen Spaltabständen erfährt. Unter der Voraussetzung, daß die Lichtquelle wie ein schwarzer Körper strahlt, findet man aus der für das sichtbare Gebiet gültigen Wienschen Spektralgleichung, daß die prozentische Änderung des Helligkeitsverhältnisses zweier Farben bei Änderung der Temperatur T der Lichtquelle um dT dem Ausdruck $(\lambda_1 - \lambda_2) / \lambda_1 \lambda_2$ proportional ist.

Setzt man darein für λ_1 und λ_2 einmal zwei Werte ein, die dem engsten Spaltabstande von 2 mm entsprechen, etwa $\lambda_1 = 0,59 \mu$ und $\lambda_2 = 0,55 \mu$, so wird

$$\frac{\lambda_1 - \lambda_2}{\lambda_1 \lambda_2} = 0,123.$$

Setzt man $\lambda_1 = 0,66 \mu$; $\lambda_2 = 0,50 \mu$, entsprechend etwa dem maximalen benutzten Spaltabstand von 12 mm, so wird

$$\frac{\lambda_1 - \lambda_2}{\lambda_1 \lambda_2} = 0,485.$$

Die Änderung ist demnach im letzten Falle rund viermal so groß wie im ersten, d. h., da die Genauigkeit des Photometrierens in beiden Fällen annähernd gleich groß ist, man kann durch den Vergleich der weit auseinander liegenden Farben viermal kleinere Temperaturschwankungen nachweisen als durch den Vergleich der nahe benachbarten Farben.

Für gegebene Werte von T läßt sich die Genauigkeit der Temperaturmessung direkt angeben. Nimmt man an, daß das Helligkeitsverhältnis H_1/H_2 auf 2 Proz. genau bestimmt ist, so ist bei Benutzung des engeren Farbenpaares, $\lambda_1 = 0,59 \mu$ und $\lambda_2 = 0,55 \mu$, der Fehler in der Temperaturbestimmung

bei $T = 1000^\circ$ abs. $dT = 11,1^\circ$, d. h. 1,1 Proz.,

bei $T = 2000^\circ$ abs. $dT = 44,4^\circ$, d. h. 2,2 Proz.

Bei Benutzung der Wellenlängen $\lambda_1 = 0,66$ und $\lambda_2 = 0,50 \mu$ ist

bei $T = 1000^\circ$ abs. $dT = 2,8^\circ$, d. h. 0,3 Proz.,

bei $T = 2000^\circ$ abs. $dT = 11,3^\circ$, d. h. 0,6 Proz.

Für den pyrometrischen Gebrauch des Spektralflickerphotometers wird es sich deshalb empfehlen, zwei Wellenlängen von einem spektralen Abstand, der ungefähr dem Spaltabstand von 12 mm entspricht, ein für allemal fest einzustellen, und ebenso die Breite eines der beiden Spalte. Durch einige Einstellungen des anderen Spaltes findet man dann das Helligkeitsverhältnis der beiden Farben mit einer Genauigkeit bis auf wenige Prozent und mit Hilfe der Empfindlichkeitskurve ihr Energieverhältnis, aus dem sich die „schwarze“ Temperatur der Lichtquelle berechnen läßt.

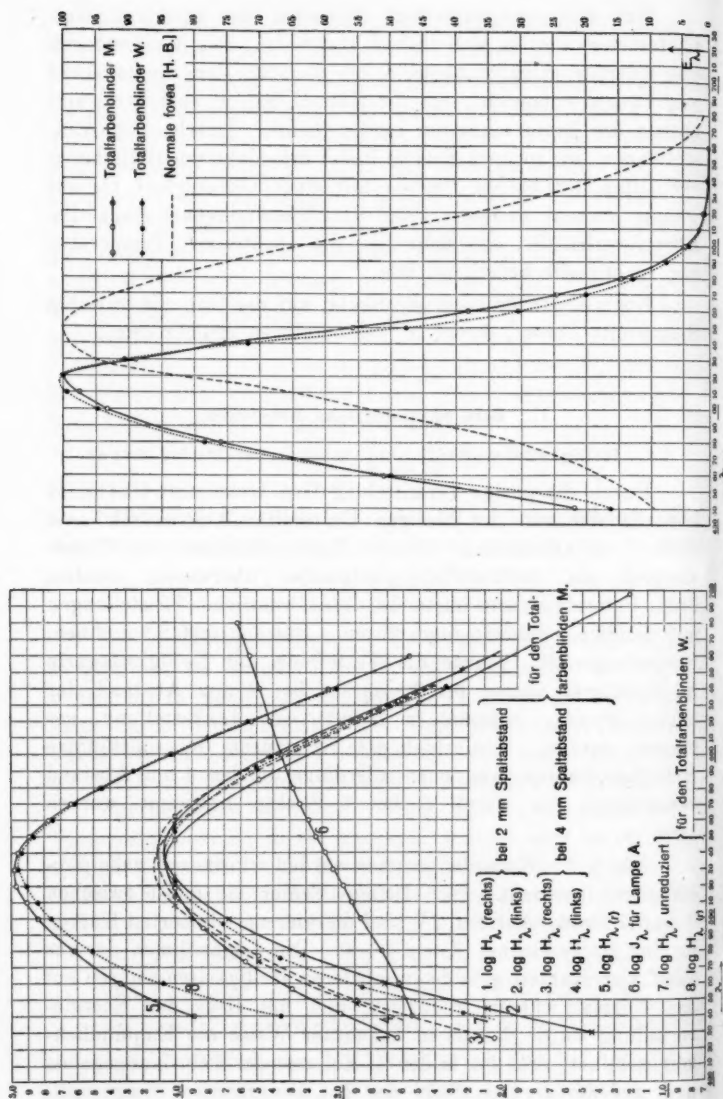
Noch einfacher kann die Skala, auf der man die variable Spaltbreite abliest, direkt in Temperaturen geeicht sein.

III. Rein physiologische Messungen.

§ 1. Helligkeitsempfindlichkeit total farbenblinder Augen.

Durch die gütige Vermittelung Hrn. Geheimrat Uthoffs konnten mir von der hiesigen Universitäts-Augenklinik zwei Fälle von angeborener totaler Farbenblindheit zur Untersuchung am Spektralflickerphotometer überwiesen werden. Beide Patienten waren imstande, die erforderlichen Einstellungen mit ziemlicher Schärfe auszuführen. Für den ersten von ihnen, Bergarbeiter M., konnte die Verteilung der Helligkeitswerte im Spektrum zuerst bei 2, darauf bei 4 mm Abstand der beiden Spalte, jedesmal in Rechts- und Linkstellung, gemessen werden. Man erhielt also im ganzen vier vollständige Helligkeitskurven, von denen allerdings die bei 4 mm Abstand gemessenen nur durch 5 bis 6 Punkte bestimmt werden konnten.

Für jedes Wellenlängenpaar wurden mindestens zehn Einstellungen gemacht. Der mittlere Fehler lag meist zwischen 3 und 7 Proz. Auf Taf. IV sind die vier unreduzierten Kurven für $\log H_\lambda$ gezeichnet (Kurve 1—4). Die Logarithmen der aus allen vier Kurven gebildeten mittleren Helligkeiten wurden auf das Normalspektrum reduziert, und mit Hilfe der Energieverteilung wurde daraus in bekannter Weise die Empfindlichkeit gebildet. Sie ist in der 1. Kolonne der Tab. 7 angegeben und auf der rechten Seite der Taf. IV graphisch dargestellt.



Kurve 5 auf Taf. IV stellt die reduzierte logarithmische Helligkeitsverteilung, Kurve 6 die logarithmische Energieverteilung der hier benutzten Lampe A dar.

Für den zweiten Totalfarbenblinden, Korbmacher W., wurden die Helligkeitsmessungen nur bei 2 mm Spaltabstand in Rechtsstellung ausgeführt. Die dadurch bewirkte Asymmetrie erwies sich durch Parallelmessungen, die ich selbst unter den gleichen Bedingungen vornahm und mit meinen früheren Messungen verglich, als so gering, daß sie nicht berücksichtigt zu werden braucht.

Tabelle 7.

	1	2	3	4
λ in $\mu\mu$	Helligkeitsempfindlichkeit E_λ für			
	den Totalfarbenblinden		das normale Auge unter	
	M	W	20° Exzentrizität	30° Exzentrizität
660	0,1	—	—	—
640	0,4	0,3	3,8	1,9
620	1,3	1,1	7,2	3,7
610	—	2,2	—	—
600	4,7	4,1	13,8	7,5
590	—	7,7	—	—
580	14,8	12,9	26,6	15,6
570	24,7	20,1	36,6	23,7
560	38,1	30,6	51,2	35,9
550	55,8	47,6	67,8	52,4
540	75,2	71,8	85,1	73,1
530	88,9	90,6	95,5	88,3
520	100,0	100,0	100,0	98,2
510	97,5	99,5	97,5	100,0
500	93,3	94,8	86,1	92,0
480	76,0	78,5	66,7	73,1
460	51,1	50,1	40,2	43,7
440	21,8	16,4	16,6	16,6

Die Genauigkeit der Beobachtungen war etwa dieselbe wie bei dem ersten Totalfarbenblinden. Auch hier wurden an jeder Stelle mindestens zehn, meist mehr Einstellungen gemacht. Das Ergebnis ist in der zweiten Kolonne von Tab. 7 und graphisch auf Taf. IV wiedergegeben.

Man sieht auf den ersten Blick, daß die Helligkeitsempfindlichkeiten der beiden Totalfarbenblinden von der der normalen Netzhautmitte prinzipiell verschieden sind, während sie untereinander eine fast *vollständige* Übereinstimmung zeigen. Die Netzhautelemente des total farbenblinden Auges sind nicht, wie die Zapfen des normalen Auges, für die Energie von der Wellenlänge $550\ \mu\mu$ am empfindlichsten, sondern für die von etwa $515\ \mu\mu$. Die Kurven der Totalfarbenblinden fallen außerdem steiler ab, als die des normalen Auges. Namentlich ist die starke Verkürzung des roten Spektralendes für die Monochromaten aus den Kurven deutlich zu erkennen.

Beobachtungen über die spektralen *Helligkeitskurven* total farbenblinder Augen sind schon mehrfach beschrieben worden. Die vorstehenden *Helligkeitsmessungen* liefern also kein grundsätzlich neues Resultat; sie sind vielleicht von Interesse durch die bei ihnen erreichte Genauigkeit, die die Lage des Maximums selbst für diese ganz ungeübten Beobachter bis auf wenige $\mu\mu$ mit Sicherheit zu bestimmen gestattet.

Dagegen ist hier zum ersten Male die Helligkeitsempfindlichkeit total farbenblinder Augen bestimmt und damit vielleicht ein weiterer Schritt zum Verständnis der Wirkungsweise des Auges getan worden. Denn nicht darauf kommt es an, zu wissen, welche Stelle *irgendeines* Spektrums dem Auge am hellsten erscheint, sondern darauf, welche Stelle in einem Spektrum von überall gleicher Energie, wenn es ein solches gäbe, dem Auge die größte Helligkeit darbieten würde. Nur dadurch gewinnt man die rein physiologischen Helligkeitswerte der Farben, ohne den entstellenden Einfluß physikalischer Faktoren.

§ 2. Helligkeitsempfindlichkeit des normalen Auges bei peripherer Beobachtung.

Während der Untersuchung der total farbenblinden Augen wurden mehrfach zum Vergleich Einstellungen für das normale Auge gemacht, bei denen sich die große Verschiedenheit zwischen beiden auf das deutlichste zeigte. Blicke aber der normale Beobachter nicht direkt in das Fernrohrkular, sondern so, daß das Bild des Photometerfeldes auf die Randpartien der

Netzhaut fiel, so zeigte sich eine deutliche Annäherung seiner Einstellungen an die des Totalfarbenblinden.

Um diese Verhältnisse näher zu untersuchen, habe ich die Helligkeitsempfindlichkeit meines Auges für die spektralen Lichter bei peripherer Beobachtung zuerst unter 20° , darauf unter 30° Abweichung von der direkten Sehlinie in der alten Weise am Flickerphotometer bestimmt.

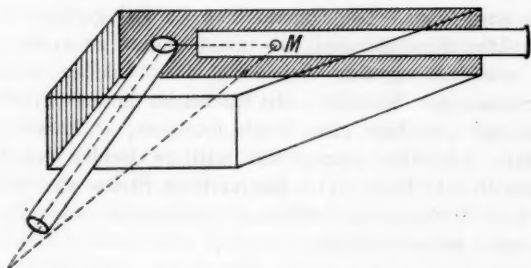


Fig. 2.

Der Apparat, der in allem ganz wie früher angeordnet war, mußte dazu noch durch eine Vorrichtung vervollständigt werden, die eine genaue Bestimmung der Blickrichtung ermöglichte. Zu diesem Zwecke wurde über das Beobachtungsfernrohr ein geschwärzter Kasten von der aus Fig. 2 ersichtlichen Form gestülpt, dessen vordere, dem Beobachter zugekehrte Seite offen war, und in dessen Hinterwand der mittlere Streifen, der eine kleine Kreisöffnung M zeigte, sich horizontal verschieben ließ. Die Öffnung, die mit einer Mattglasscheibe bedeckt und von hinten schwach beleuchtet war, diente als Fixiermarke, auf die das Auge gerichtet war, während mit dem Randteile der Netzhaut die Einstellung auf Verschwinden des Flickerns gemacht wurde.

Die Lichtquelle mußte, um beide Spalte des Photometers gleichmäßig zu beleuchten, zuerst — wie immer — bei direkter Beobachtung genau justiert werden. In der endgültigen Aufstellung ergaben sich als gleich hell die Wellenlängen

608,4 $\mu\mu$ und 566,6 $\mu\mu$ bei Rechtsstellung,

608,9 $\mu\mu$ und 566,2 $\mu\mu$ bei Linksstellung.

Die Symmetrie ist danach so gut wie vollständig, so daß es genügt, die indirekten Messungen in einseitiger Apparatstellung auszuführen, zumal die am Schlusse vorgenommene Kontrolle zeigte, daß Lampe und Apparat ihre gegenseitige Stellung nicht verändert hatten. Es wurde durchweg die Linkstellung beibehalten. Das Photometerfeld lag im nasalen Gesichtsfeld.

Alle Messungen wurden bei zwei verschiedenen Spaltbreiten ausgeführt. Die Genauigkeit ist viel geringer als bei den direkten Einstellungen, wie nicht anders zu erwarten ist, wenn man die großen Schwierigkeiten solcher indirekten Flickermessungen bedenkt. Mit Rücksicht darauf enthält jede Einstellungsreihe hier zehn Beobachtungen, statt wie früher nur fünf. Trotzdem beträgt der mittlere Fehler des Mittels zuweilen 10—11 Proz. Die flimmerfreie Stelle war jedesmal deutlich wahrnehmbar, während beiderseits von ihr das Flimmern wieder einsetzte.

In Kolonne 3 und 4 der Tab. 7 sind die Empfindlichkeiten für 20 und 30° Abstand von der Netzhautmitte gegeben und auf Taf. II rechts gezeichnet. Beide Kurven zeigen gegenüber der fovealen in Tab. 3 eine starke Verschiebung nach dem kurzwelligen Spektralgebiet hin, und zwar ist schon bei 20° annähernd die Kurve der Totalfarbenblinden erreicht, wie aus Taf. II hervorgeht. Die Kurve für 30° Exzentrizität ist demgegenüber nur noch wenig, aber doch deutlich nach dem Blau hin verschoben, im Sinne einer noch besseren Annäherung an die der Totalfarbenblinden.

Um festzustellen, ob bei weiterer Vergrößerung des Winkels zwischen der Fixierichtung und der Fernrohrachse auch die Verschiebung der Kurve noch anhalten würde, wurden noch Messungen bei 40° Exzentrizität ausgeführt, die sich aber auf das Aufsuchen der gleich hellen Farben des Spektrums beschränkten. Diese ergaben sich gegenüber den bei der direkten Einstellung gefundenen Werten 608,9 und 566,2 $\mu\mu$ folgendermaßen verschoben:

bei 20° Exzentrizität	560	und	528	$\mu\mu$,
„ 30°	„	550	„	520 „
„ 40°	„	550,8	„	520,1 „

Die gleich hellen Farben sind danach bei 40° dieselben wie bei 30° . Eine vollständige Kurve konnte wegen der gesteigerten Schwierigkeit der Messungen nicht mehr gewonnen werden.

Bei der Deutung der indirekten Beobachtungen muß man zwei Umstände berücksichtigen: Die Helligkeit des Photometerfeldes und den Adaptationszustand des Auges. Die erstere war dieselbe wie bei allen früher beschriebenen Messungen, denn die indirekten Einstellungen wurden an demselben Felde gewonnen, das bei direkter Betrachtung von den verschiedenen Spektralfarben mit leuchtender Helligkeit ausgefüllt wurde. Keinesfalls also kann man die peripher beobachteten Helligkeitswerte einfach als die schon wiederholt bestimmten „Dämmerungswerte“ des normalen Auges ansehen, die auf die alleinige Wirksamkeit des Stäbchenapparates bei schwachen Helligkeiten und Dunkeladaptation zurückgeführt werden und deren Übereinstimmung auf allen Stellen der Netzhaut mit den direkt beobachteten Helligkeitswerten für das total farbenblinde Auge man seit langem kennt. War doch gerade die Grundbedingung des Dämmerungssehens, wie man es bisher definierte, die Bedingung einer Feldhelligkeit, die unter der fovealen Reizschwelle liegt, hier ganz und gar nicht erfüllt.

Trotzdem hatte man es offenbar mit reinem Stäbchensehen zu tun. Dafür spricht außer der Lage der Empfindlichkeitskurven auch noch der Umstand, daß beim peripheren Sehen das Photometerfeld zwar — wie beim direkten Sehen — sehr hell, aber farblos und in dem eigentümlichen silbernen Glanz der Stäbchenempfindung erschien.

Die Erklärung liefert die Berücksichtigung des Adaptationszustandes. Ihm wurde aus mangelnder Kenntnis seiner Bedeutung leider nicht die Aufmerksamkeit zugewandt, die er verdient. Der Beobachter ging also ohne besondere Vorbereitung an die Arbeit. Doch war der Raum lichtdicht verschlossen und der Beobachter gegen die schwache diffuse Strahlung der Mattscheibe noch durch Schirme geschützt.¹⁾ Es lag daher bei den Messungen eine, wenn auch nicht vollständige, so doch ganz ausgesprochene Dunkeladaptation vor. Auf dem dunklen Grunde erschien das Photometerfeld im Okular als

1) Natürlich war der Apparat selbst vollständig lichtdicht eingebaut.

helle Fläche von nur etwa 2° Gesichtswinkel. Nimmt man an, daß die Funktionsweise der Netzhautperipherie bei einer derartigen Anordnung wesentlich durch den Adaptationszustand bestimmt ist, von der Helligkeit des kleinen Feldes aber nicht abhängt, so wird klar, daß man dabei Stäbchenwerte erhalten mußte.

In den extrafovealen Teilen der Netzhaut finden sich nämlich neben den farbenempfindlichen Zapfen die total farbenblinden Stäbchen, die nach dem Rande hin an Zahl ständig zunehmen, während die Zapfen seltener werden und von gewissen Graden der Exzentrizität an überhaupt nicht mehr vorkommen. Vermindert man die Helligkeit, so steigert sich die Empfindlichkeit der Stäbchen in so viel höherem Maße als die der Zapfen, daß sie mit letzteren in Wettstreit zu treten beginnen, um sie schließlich bei genügender Dunkeladaptation weit zu übertreffen. Je mehr die beobachtenden Netzhautstellen nach dem Rande hin liegen, um so deutlicher muß das Überwiegen der Stäbchen hervortreten. Bei noch so schrägem Sehen aber kann man höchstens die Kurve der Totalfarbenblinden, die reine „Stäbchenkurve“ erhalten, nie eine solche, die noch weiter nach dem kurzwelligen Spektralende hin verschoben liegt. Diese Endstellung scheint schon bei indirekter Beobachtung unter ungefähr 30° Abweichung vom Netzhautzentrum erreicht zu sein. Schon hier ist die normale Netzhaut bei Dunkeladaptation für ein kleines helles Feld in dunkler Umgebung praktisch total farbenblind.

Zusammenfassung der Ergebnisse.

1. Es wurde für das normale Auge die spektrale Verteilung der Helligkeitswerte nach der Sehschärfemethode und die spektrale Verteilung der Flimmerwerte mittels des Spektralflickerphotometers gemessen. Der Vergleich zeigt, daß beide innerhalb der Fehlergrenzen identisch sind, während an Genauigkeit die Flickermethode der Sehschärfemethode weit überlegen ist. Das Spektralflickerphotometer erweist sich dadurch als ein empfindliches Instrument zum Helligkeitsvergleich zwischen verschiedenen spektralen Lichtern.

2. Mit Hilfe des Spektralflickerphotometers wurden die fovealen Helligkeitsempfindlichkeitskurven für zehn normale

farbentüchtige Beobachter gewonnen. Sie haben ihr Maximum im Gelbgrün bei etwa $550\ \mu\mu$, zeigen aber merkliche individuelle Verschiedenheiten.

3. Die foveale Empfindlichkeit desselben Beobachters zu verschiedenen Zeiten ergab sich als konstant.

4. Zahlreiche Helligkeitsvergleiche zwischen Farben von sehr verschiedenem spektralem Abstand zeigten, daß die Genauigkeit des Photometrierens beim Spektralflickerphotometer unverändert bleibt, wenn man die Wellenlängendifferenz der Farben etwa von $16\text{--}170\ \mu\mu$ variiert.

Da bei gleicher Temperaturänderung der Lichtquelle das Helligkeitsverhältnis zweier Farben sich um so stärker ändert, je größer ihr spektraler Abstand ist, so folgt, daß die mit dem Flickerphotometer ausführbare optische Temperaturbestimmung am empfindlichsten wird, wenn man zwei weit auseinanderliegende Farben miteinander photometriert.

5. An zwei Fällen von angeborener totaler Farbenblindheit wurde die spektrale Verteilung der Helligkeitsempfindlichkeit für das Auge des Monochromaten untersucht. Das Maximum ist übereinstimmend in beiden Fällen gegenüber der normalen Empfindlichkeit nach den kurzen Wellen hin verschoben; es liegt im Blaugrün bei etwa $515\ \mu\mu$.

6. Es wurde die periphere Helligkeitsempfindlichkeit des normalen, dunkeladaptierten Auges an einem kleinen hellen Felde in dunkler Umgebung bestimmt, und zwar im nasalen Gesichtsfeld unter 20 und 30° Abweichung von der direkten Sehlinie. Die Kurven verschieben sich mit wachsender Exzentrizität nach dem Blau hin und fallen schließlich mit denen der Totalfarbenblinden zusammen. Hierdurch ist die bekannte Übereinstimmung zwischen den Stäbchen des normalen und den Netzhautelementen des total farbenblinden Auges aufs neue bestätigt. Es folgt ferner, daß die dunkeladaptierten Stäbchen des normalen Auges den Zapfen bei kleinem, aber hellem Photometerfeld schon in 20° Abstand von der Netzhautmitte überlegen sind.

Zum Schluß möchte ich auch an dieser Stelle noch Hrn. Geheimrat Uhthoff, dessen liebenswürdiges Entgegenkommen mir die Untersuchung der beiden Totalfarbenblinden ermöglichte, dafür meinen besten Dank sagen.

Zu herzlichem Dank fühle ich mich ferner Hrn. Prof. Pringsheim verbunden für die wohlwollende Anteilnahme, die er meiner Arbeit entgegenbrachte.

Vor allem anderen aber empfinde ich aufrichtige Dankbarkeit für meinen hochverehrten Lehrer, Hrn. Geheimrat Lummer, der mir während meiner ganzen Studienzeit mit immer gleicher Güte begegnete, und dem ich neben so vielem anderen auch die Anregung zu dieser Arbeit und dauernde Förderung während ihres Verlaufes zu verdanken habe.

(Eingegangen 15. Mai 1914.)

5. *Über die Reflexion elektromagnetischer Wellen an Drähten;* *von W. Arkadiew.*

§ 1. Einleitung.

Die hier beschriebenen Messungen der Energie der an dünnen Drähten reflektierten elektromagnetischen Wellen hatten zum Ziel, die magnetischen Eigenschaften des Eisens bei schnellen elektrischen Schwingungen zu untersuchen. Die entsprechenden Messungen der Permeabilität, die in der Literatur bisher bekannt waren, bezogen sich auf Wellen, welche nicht kürzer als 3,3 m waren (Klemenčič)¹⁾. Letztere Untersuchung, als auch ähnliche Beobachtungen anderer Forscher, haben gezeigt, daß bei einer Wellenlänge von einigen Metern die Permeabilität des Eisens noch sehr groß ist, jedoch viel kleiner, als in konstanten oder langsam wechselnden Feldern. Die vorliegenden Versuche haben mir zum erstenmal gezeigt, daß bei Wellenlängen von ca. 1 cm die Magnetisierbarkeit der ferromagnetischen Metalle schon verschwindend klein wird.

Nach einem Gedanken von Hrn. Professor P. Lebedew, auf dessen Anregung diese Arbeit begonnen war, habe ich Gebrauch gemacht von der damals²⁾ soeben entdeckten Eigenschaft der undichten Hertzschen Gitter, die Energie der elektromagnetischen Wellen merkbar zu absorbieren. Diese Absorption ist desto größer, je weiter die Drähte voneinander entfernt sind. In folgendem sind die Messungen an aus vier Drähten bestehenden Gittern beschrieben, ebenso ist eine besondere Methode angeführt, die die Untersuchung der Wirkung eines einzelnen Drahtes ermöglicht.

§ 2. Versuchsanordnung.

Die erste Methode bestand in einer direkten Messung der Energie, welche von einigen dünnen Drähten reflektiert wurde.

1) I. Klemenčič, Wied. Ann. 50. p. 456. 1893; 53. p. 707. 1894

2) Cl. Schaefer u. M. Laugwitz, Ann. d. Phys. 28. p. 951. 1907.

Diese Drähte bildeten ein Gitter und waren dem elektrischen Vektor der Wellen parallel. Bei meinen Versuchen bestand das Gitter aus vier langen Drähten, welche sich in einer Entfernung von $\lambda/4$ voneinander befanden. Die Spiegelanordnung ist in Fig. 1 gezeigt. Die vom primären Spiegel *A* ausgestrahlte Energie fällt auf das Gitter *G* und wird zum Spiegel *B* reflektiert. Der Schirm *S* hatte zum Ziel, die direkte Wirkung des Spiegels *A* zu verringern. Der Spiegelausschlag des Galvanometers das mit dem Thermolement des Resonators verbunden war, diente als Maß der reflektierten Energie.

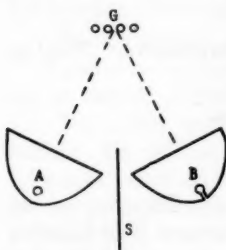


Fig. 1.

Diese Messungen wären aber bei längeren Wellen (30 cm) zu unbequem, da bei größeren Dimensionen der Spiegel (100 cm) die Gitter 2 oder 3 m lang sein müßten. Deshalb habe ich noch eine andere Methode angewendet, um die Wirkung der Drähte auf die Wellen zu erlernen. Zwischen zwei gekreuzten einander gegenüber gestellten Hertzschen Spiegeln wurde ein gerader schrägezogener Draht gespannt, welcher mit der Polarisations-ebene der Wellen einen Winkel von 45° bildete. Die dadurch verursachte Ablenkung des Galvanometers konnte auch hier die Materialeigenschaften der Drähte charakterisieren.

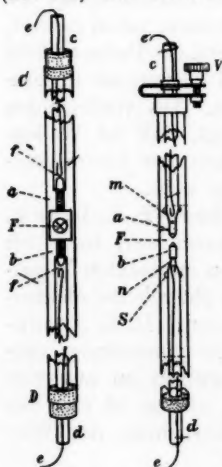


Fig. 2.

Fig. 3.

sich selbst geometrisch ähnlich.

§ 3. Die Apparate.

Der Vibrator. Zur Erzeugung längerer Wellen dienten Vibratoren von der in der Fig. 2 abgebildeten Form. Zwei

Messingzylinder *a* und *b* waren in einen Hartgummirahmen eingeschraubt und mit Schellack in den Glasröhren *c* und *d* befestigt, welche zur Regulierung der Funkenstrecke *F* und zur Energiezufuhr durch die Drähte *ee* und die Funkenstrecken *ff* dienten. Das äußere Glasrohr *CD* wurde mit Petroleum gefüllt. Zur Erregung kurzer Wellen wurden die Messingzylinder durch solche aus Aluminium ersetzt (Fig. 3). Die letzteren wurden mittels eines Lotes auf die Enden der Glasröhren *c* und *d*, in die vorher die Platindrähte *m* und *n* eingeschmolzen waren, eingesetzt. Die Glaskügelchen *S* hielten den Vibrator längs der Achse des Glasrohres. Der Entladungsfunkte *F* war durch die Schraube *V* regulierbar. Die Vibratorlänge wurde für lange Wellen ca. $0,4 \lambda$, und für kurze $-0,3 \lambda$ gleich. Solange die Funkenstrecken *f* von Petroleum frei bleiben, kann ein solcher Vibrator ziemlich regelmäßig arbeiten.

Das Induktorium war von geringer Größe; es erzeugte einen Funken von 15 bis 20 mm Länge. Seine sekundären Klemmen waren entfernt und das Induktorium mit dem Vibrator durch kurze, dünne, glatte rundgebogene Drähte verbunden.¹⁾

Der Resonator. Die Prüfung der Resonatoren von verschiedener Art hat mir gezeigt, daß der einzig richtig wirkende Empfänger im sekundären Spiegel nur ein einzelner, mit seiner Grundschwingung resonierender Resonator sein kann. Die Anwendung von zwei Resonatoren (Righi) ist nur bei der Beobachtung des Maximizeffektes zulässig; die Verbindung der letzteren durch ein Thermoelement (Klemenčič und Czermak u. a.) kann immer das Hervortreten einer größeren Welle hervorrufen, welche der Schwingung des ganzen Paares entspricht. Die von mir gewählte Resonatorform bestand aus zwei zugespitzten Messingzylindern *a* und *b* (Fig. 4), welche in üblicher Weise durch ein Thermoelement aus dünnem

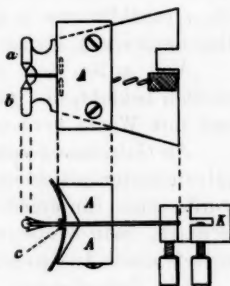


Fig. 4.

1) Nur wenn die sekundäre Induktorium- und die Galvanometerleitung keine überflüssigen Teile haben, kann man reine störungsfreie elektrische Wellen erhalten.

Draht verbunden waren (Pt-Konstanten, 0,025 mm). Diese Zylinder hatten der Länge nach einen Einschnitt, mit welchem sie auf den verdünnten Rand einer Hartgummiplatte mit Kitt eingesetzt waren. Die von dem Thermoelement gehenden Kupferdrähte waren durch die Hartgummiplatte kreuzweise durchgezogen und hatten an den Enden kleine Kupferblättchen, welche auf die Platte aufgeklebt waren. Die Enden der Schnur des Galvanometers hatten ebensolche Kupferblättchen, welche auf diejenigen der Gummiplatte aufgelegt und durch eine Hartgummiklemme *K* mit einer Beinschraube zusammengedrückt wurden.¹⁾ Die Hartgummiplatte war in einer Schlitz in der Rückwand des Spiegels leicht einschiebbar, wo sie durch die Drahtklammer *c* gehalten wurde. Die ganze Länge des Resonators war kürzer als 0,33 λ .

Von außen war das Thermoelement mit einem Papierstreifen beklebt, die ganze Anordnung in den Spiegel gebracht und mit Watte verdeckt.

Als *Galvanometer* diente ein du Bois-Rubenssches Panzer-galvanometer mit einem Spulenpaar. Bei der Periode von 7 Sek. wurde seine Empfindlichkeit durch $1 \cdot 10^{-9}$ Amp./mm charakterisiert. Sein Widerstand war 11 Ohm; das Instrument war mittels einer Juliusschen Aufhängevorrichtung aufgehängt.

Die *Spiegel* waren beständig den Hertzschen geometrisch ähnlich (Öffnung 2 λ , Brennweite $\lambda/5$). In der Basis der Spiegel waren Böden aus Zinkblech eingelötet. In die Löcher der Böden der primären Spiegel wurde das Rohr mit dem Vibrator eingesetzt (Fig. 5). Bei den Messungen nach der zweiten Methode wurden die primären Spiegel aus einer mit Stanniol beklebten Pappe gebogen. Das aufgeklebte Stanniolblatt wurde vorsichtig mit einem Messer in Streifen von 2 mm Breite durchgeschnitten, die der Fokalachse der Spiegel parallel waren. Von der vorderen Seite waren die primären und sekundären Spiegel mit dichten Hertzschen Polarisationsgittern bedeckt (Drahtabstand 0,01 λ , Drahtdurchmesser 0,3 bis 0,1 mm). Alle übrigen Öffnungen und Spalten in den Spiegeln wurden mit Stanniol sorgfältig verklebt. Eine Probe hat gezeigt, daß die Verklebung mit Stanniol in diesem Fall mit der Verlötung gleichwertig ist. Der sekundäre Spiegel war mit einer Einstellungs-schraube versehen, welche die Orientierung des Spiegels in bezug

1) Vgl. Fußnote auf p. 135.

auf die Polarisationssebene der Wellen gestattete. Diese Einrichtung diente zur Einstellung der gegenübergestellten Spiegel auf das Minimum der Ablenkung des Galvanometers. Nur bei diesen Vorsichtsmaßregeln konnte man die Ablenkung des Galvanometers auf 10 bzw. 2 Proz. derjenigen herabdrücken, die man beim Hineinbringen des schrägen Drahtes erhielt.

Drähte und Gitter. Es wurden über 50 verschiedene Drahtsorten untersucht. Weiter unten sind die Resultate angeführt, die für drei Serien von einem Durchmesser von 0,0245, 0,035 und 0,053 mm, jede aus 13 Metallen bestehend, und für eine Serie von einem Durchmesser von 0,018 mm, aus sechs verschiedenen Metallen bestehend, erhalten wurden.

Jedes Gitter bestand aus vier Drähten von 49 cm Länge mit je einem Haken am oberen Ende, welche auf ein Glasrohr

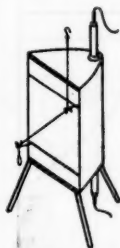


Fig. 5.



Fig. 6.

aufgesetzt wurden; die unteren Enden der Drähte waren mit ein Gewicht belastet (Fig. 6).

Bei den Messungen wurden die Gitter (in der Anzahl von 45) an den Rändern eines großen Holzrahmens (46×95 cm) abwechselnd befestigt. Die oberen und unteren Enden der Drähte traten dabei in die Einschnitte besonderer Messingplatten hinein. Die Einschnitte waren in gleichen Abständen angebracht, die bei verschiedenen Wellen verschieden waren ($\lambda/4$). Dank dieser Einschnitte änderte sich beim Auswechseln der Gitter nur das Material der letzteren, der Abstand der Drähte blieb immer derselbe. In einer gewissen Entfernung von dem zu messenden Gitter war auf dem Rahmen noch ein Kontrollgitter befestigt. Da der Holzrahmen in seiner Ebene verschiebbar war, ließ sich vor den Spiegeln das zu messende Gitter wie auch das Kontrollgitter leicht einstellen.

Bei den Messungen mit gekreuzten Spiegeln wurde der Draht entweder auf dieselbe Weise wie im Gitter benutzt, oder er wurde gleich einer Sehne in einem leichten Drahtbogen gespannt. Ein derartiger einzelner Draht wurde bei den Messungen abwechselnd mit einem Kontrolldraht in besondere Gabeln am primären Spiegel eingelegt (Fig. 5).

§ 4. Die Vorversuche.

A. Die Messung der Wellenlänge. Um Schwingungen von einer bestimmten und bekannten Periode zu erhalten, muß man den Resonator in dem sekundären Spiegel auf Resonanz mit dem Vibrator im primären Spiegel einstellen. Zu diesem Zweck wurde der Resonator immer kürzer, als notwendig, angefertigt, wonach auf seine Zylinder kleine verstellbare Ansatz-

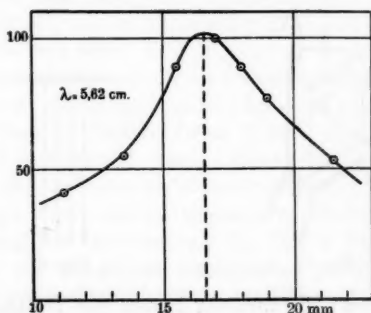


Fig. 7.

röhren aus dünnem Kupferblech aufgesetzt wurden. Beim Verschieben der letzteren ließen sich die entsprechenden Galvanometerausschläge bestimmen. In der Fig. 7 ist die Abhängigkeit dieser Ausschläge von der Resonanzlänge gezeigt. Das Maximum entspricht in diesem Falle der Länge von 16,7 mm.

Die Wellenlänge, welche in einem solchen Falle für den Resonator und den Vibrator gemeinsam war, wurde mit Hilfe folgender Anordnung bestimmt (Fig. 8).¹⁾ *A* und *B* sind der primäre bzw. sekundäre Spiegel, *S* eine Glasplatte (1 bis 2 mm), welche, wie es sich erwies, für die elektrischen Wellen halb durchsichtig ist; *S*₁ ist ein feststehender und *S*₂ ein durch die

1) Vgl. G. F. Hull, Phys. Rev. 5. p. 231. 1897.

Schraube verstellbarer Metallspiegel. Beim Verschieben des zweiten Spiegels erhalten wir eine Interferenzkurve der zu untersuchenden Wellen. Eine solche Kurve ist in Fig. 9 abgebildet. Diese Kurven haben nur in dem Fall ein regelmäßiges Aussehen, wenn der Vibrator und Resonator dieselbe Periode haben. Das Dämpfungsverhältnis, welches sich aus diesen Interferenzkurven bestimmen ließ, lag in verschiedenen Fällen zwischen 1,35 und 1,46.

Die Ordinate der Resonanz- und Interferenzkurven wurden nach der Methode der abwechselnden Ablesungen bestimmt (s. u.).

B. Allgemeine Eigenschaften der Meßanordnung mit Gittern. Vor der Messung der Reflexionsfähigkeit von Gittern wurden

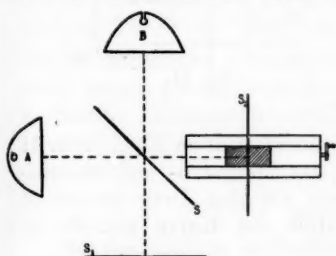


Fig. 8.

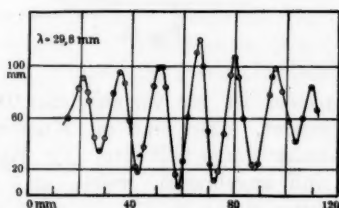


Fig. 9.

erst die allgemeinen Eigenschaften dieser Gitter untersucht. Zu diesem Zweck war ein drehbares Gitter auf der vertikalen Achse angebracht, welche die Einstellung des Gitters unter verschiedenen Winkeln zur Symmetrieebenen S (Fig. 1) der Gitteranordnung gestattete. Die Messungen haben gezeigt, daß eine bestimmte mittlere Lage existiert, wo die reflektierte Energie das Maximum erreicht. Diese Lage hängt weder von der Drahtanzahl des Gitters, noch von dem Drahtabstand ab. Ferner wurde das Gitter in dieser mittleren Lage eingestellt und die Abhängigkeit der reflektierten Energie von dem Drahtabstand untersucht. Es ergab sich, daß nur ein bestimmter Drahtabstand existiert, bei welchem die reflektierte Energie ein Maximum hat. Wie besondere Versuche gezeigt haben, ist dieser Abstand von dem Material und Durchmesser der Drähte vollkommen unabhängig, wenn der letztere kleiner als 0,1 mm ist. Auch hängt der optimale Drahtabstand nicht von der Anzahl der Drähte im Gitter ab, wenn die Anzahl genügend groß ist (4 oder 5). Bei

einem kleinen Einfallswinkel ändert sich der Drahtabstand mit der Entfernung des Gitters vom Spiegel ebenfalls nicht. Das Optimum des Drahtabstandes hängt ausschließlich nur von der Wellenlänge ab und beträgt $\lambda/4$. Die dabei reflektierte Energie ist fast dem Quadrat der Drahtanzahl proportional.¹⁾ Die Abhängigkeit der reflektierten Energie von dem Drahtdurch-

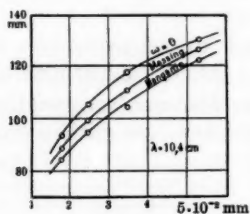


Fig. 10.

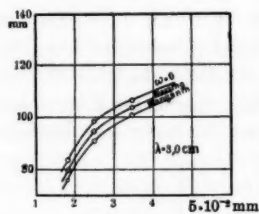


Fig. 11.

messer ist für verschiedenes Drahtmaterial in Figg. 10 u. 11 gezeigt. Dort sind die Kurven für Manganin- und Messingdraht dargestellt und die Werte für den Drahtwiderstand Null angebracht, welche mit Hilfe der Kurve Fig. 13 erhalten sind.

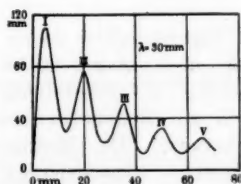


Fig. 12.

C. *Allgemeine Eigenschaften der Meßanordnung mit gekreuzten Spiegeln.* Der größte Ausschlag des Galvanometers wird beim Hineinbringen des schrägen Drahtes zwischen die gekreuzten Spiegel nur dann erreicht, wenn der Draht sich in einem bestimmten Abstand von den Spiegelgittern befindet.

1) Diese Details, ebenso wie einige andere Einzelheiten, sind ausführlicher in dem Journ. d. Russ. Phys.-chem. Ges. (Phys. T. 45, p. 45. 1913) dargestellt.

Ist der Draht an dem Gitter des primären oder sekundären Spiegels angelegt, so ist seine Wirkung gleich Null. Befindet er sich von dem ersten Gitter in einem Abstand, der größer als $\lambda/4$ ist, so wird seine Wirkung beim Entfernen des sekundären Spiegels durch die Kurve Fig. 12 ausgedrückt. Die daraus zu ersiehende periodische Verstärkung der Drahtwirkung ist durch die stehenden Wellen bedingt, welche das Resultat der Interferenz der auf das sekundäre Gitter fallenden und von dort reflektierten Wellen vorstellen. Ebenso wie bei der Wellenmessung bekommt diese Kurve eine regelmäßige Form nur dann, wenn zum Vibrator ein passender Resonator aus-
gesucht ist; nur in diesem Falle sind die Abstände zwischen den einzelnen Maxima gleich und betragen $\lambda/2$.

Die Länge des nach der Diagonale des quadratischen Gitters gespannten Drahtes beträgt $2\sqrt{2}\lambda$. Besondere Versuche haben gezeigt, daß die erhaltenen Resultate in keiner deutlichen Abhängigkeit von der Drahtlänge stehen, welche manchmal 10λ oder 20λ lang war.

§ 5. Die Messungen.

Bei der Messung des Reflexionsvermögens der Drähte nach der ersten Methode wurde die mittlere Lage des Gitters und der Abstand zwischen den einzelnen Drähten so gewählt, daß die reflektierte Energie ein Maximum aufwies. Dieser Umstand ist von Bedeutung nicht nur in der Hinsicht der begrenzten Empfindlichkeit des Thermoelementes, sondern auch weil in diesem Falle jede Abweichung des Gitters oder des Spiegels von ihrer richtigen Lage oder eine zufällige Änderung in der Anordnung der Drähte nur eine minimale Änderung der reflektierten Energie hervorrufen, d. h. daß sie nur einen minimalen Fehler einführen. Bei den Messungen nach der zweiten Methode wurde der Draht aus denselben Gründen in dem Bauche (I, II oder III) der stehenden Wellen eingestellt. Da bei den Messungen die ausgestrahlte Energie unregelmäßig fällt, mußte man eine große Anzahl von Ablesungen haben. Dabei wurden die Galvanometeraus schläge vom Kontrollgitter bzw. Draht abwechselnd mit den Ausschlägen des zu untersuchenden Gitters bzw. Drahtes erhalten. Die Tab. I stellt z. B. eine derartige Reihe vor.

Tabelle I.

Messungen mit Gittern; Silber und Phosphorbronze, $\delta = 0,0245$ mm,
 $\lambda = 10,4$ cm.

Restausschlag 1,5 mm.			
Ag	Br	Ag	Br
50	48	46,5	44
50	47,5	44,5	42,5
49	45,5	46	43
48	45	43,5	41
47	43	43	

Mittel: Ag 46,8 Br 44,4

Restausschlag 1,5 mm.

$$\frac{\text{Br}}{\text{Ag}} = \frac{42,9}{45,3} = 0,945.$$

Auf diese Weise erhielt man aus 9—31 Ablesungen bestehende Serien. Der Restausschlag war gewöhnlich dem Hauptausschlag proportional und betrug 0,8—4 Proz. davon bei Gittern und 1,5—10 Proz. bei schrägen Drähten. Für jede Drahtsorte von bestimmtem Durchmesser und Material wurden von 5 bis 10 solcher Reihen erhalten, woraus das arithmetische Mittel berechnet wurde.

§ 6. Die Resultate.

Das hier beschriebene Instrumentarium gestattete reine gedämpfte elektrische Wellen in Luft von 2 bis 30 cm leicht zu erregen.

Die Werte, welche für jede gegebene Wellenlänge und für jeden gegebenen Drahtdurchmesser erhalten wurden, waren graphisch in Abhängigkeit von der Quadratwurzel aus dem Widerstand eines 1 m langen Drahtes dargestellt. Die Kurven in Fig. 13 zeigen, daß die Punkte der unmagnetischen Metalle (weiß gezeichnet) sich dabei nach Linien verteilen, welche nur wenig von Geraden abweichen. Die magnetisierbaren Metalle (Eisen, Stahl, Nickel, Kruppin, schwarz gezeichnet) zeigen dagegen ein kleineres Reflexionsvermögen. Die Ordinaten y_0 beim Widerstand $\omega = 0$ waren mittels dieser Kurven durch geradlinige Extrapolation bestimmt¹⁾; die übrigen Werte y sind in folgender Tabelle durch Tausendteile von y_0 ausgedrückt.

1) Die Zulässigkeit der geradlinigen Extrapolation ist durch die Kurve von Schaefer und Laugwitz (Fig. 14) bestätigt, wo die Ordinate y_0 bei $\omega = 0$ direkt bestimmt ist.

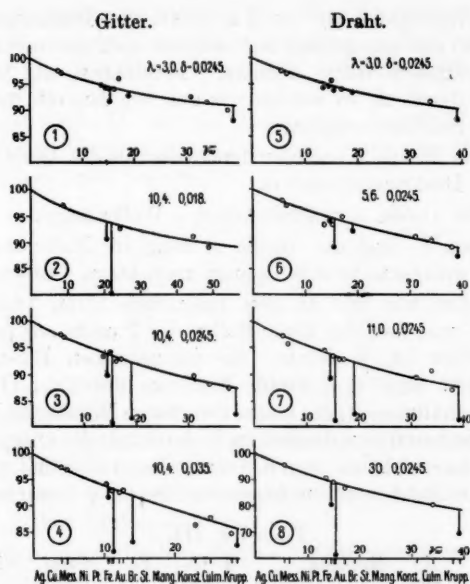


Fig. 13.

Tabelle II.

		Gitter				Draht			
		1	2	3	4	5	6	7	8
	Kurvennummer . . .	1	2	3	4	5	6	7	8
	Wellenlänge . . .	3,0	10,4	10,4	10,4	3,0	5,6	11,0	30
	Drahtdurchmesser	0,0245	180	245	350	245	245	245	245
31,5	Silber	975	—	986	975	975	980	972	956
41	Kupfer	970	972	980	970	970	970	957	—
188	Messing	948	—	933	941	943	935	945	909
210	Nickel	944	908	897	916	945	942	894	804
225	Platin	942	—	940	928	956	935	935	890
234	Eisen	918	801	807	814	936	893	812	612
266	Gold (18kar.) . .	940	—	925	925	—	—	927	—
290	Phosph. Bronze .	962	927	928	930	920	948	930	870
360	Stahl	928	—	816	832	937	922	825	—
961	Manganin	926	912	897	864	—	912	895	—
1160	Konstantan . . .	915	891	882	877	917	904	911	809
1440	Kulmitz	899	—	876	848	—	892	871	—
1520	Kruppin	882	—	825	825	882	875	816	698

Der Widerstand (ω) von 1 m ist für den Drahtdurchmesser von 0,0245 mm angegeben, auf welchen sich der meiste Anteil der angeführten Werte bezieht. Bezeichnen wir den Wert $1000 - y$ durch A , so werden wir aus den Kurven der Fig. 13 folgende Schlüsse erhalten:

1. Die Werte A wachsen langsamer als die Quadratwurzel aus dem Drahtwiderstand ω .

2. Die Größe A wächst mit der Wellenlänge.

3. Der Verlauf der Größe A zeigt im Falle des Gitters oder des schrägen Drahtes keinen merkbaren Unterschied.

Wenden wir uns zu den magnetisierbaren Drähten, so bemerken wir, daß das Hinausfallen der Punkte aus der Kurve desto größer ist, je stärker die magnetischen Eigenschaften ausgedrückt sind (Fe, Stahl, Ni). In der Tab. III finden wir die Verhältnisse A_1 des magnetisierbaren Metalles zu A des unmagnetisierbaren von demselben Widerstand; die entsprechende Größe A war leicht aus den Kurven in Fig. 13 zu finden. Dieses Verhältnis A_1/A wird in folgendem durch q bezeichnet.

Tabelle III.

Kurven-Nr.	λ cm	Methode	100 δ mm	Fe	Stahl	Ni	Kruppin
—	3,0	I	18	1,6	—	0,9	—
1	3,0	I	24,5	1,5	1,2	1,1	1,3
—	3,0	I	35	2,2	1,3	[0,4]	0,9
	Mittel			1,8	1,3	0,9	1,1
5	3,0	II	24,5	1,3	1,1	1,2	1,2
6	5,6	II	24,5	2,3	1,3	1,2	1,2
2	10,4	I	18	2,9	—	1,5	—
3	10,4	I	24,5	2,9	2,4	1,7	1,4
4	10,4	I	35	2,7	2,1	1,3	1,3
—	10,4	I	53	3,4	2,5	1,6	1,2
	Mittel			3,0	2,3	1,5	1,3
—	11,0	II, I B.	24,5	3,3	2,4	1,3	1,3
—	11,0	II, III B.	24,5	3,0	2,0	1,7	1,4
7	Mittel			3,1	2,2	1,5	1,3
8	30	II	24,5	3,6	—	1,9	1,45

Aus den Werten dieser Tabelle folgt, daß man q wirklich als eine die magnetischen Eigenschaften des Drahtes charakterisierende Größe betrachten kann: q hängt in den Fehlergrenzen nicht von der Methode ab, sei die Messung nach der ersten oder zweiten Methode, im I. oder III. Bauche der stehenden Wellen ausgeführt; ferner ist q sowohl von dem

Drahtdurchmesser, als auch, wie die Vorversuche gezeigt haben (§ 4), von der Drahtlänge unabhängig. Das Verhältnis q ändert sich deutlich nur mit dem Drahtmaterial und der Wellenlänge.

In der Tab. IV ist die Änderung mit der Wellenlänge der mittleren Werte q angegeben, welche aus den Werten der Tab. III berechnet wurden.

Tabelle IV.

λ	Eisen	Stahl	Nickel	Kruppin
3,0	1,55	1,2	1,05	1,15
5,6	2,3	1,3	1,2	1,2
11,0	3,0	2,3	1,5	1,3
30	3,6	—	1,9	1,45

Aus den Zahlen dieser Tabelle können wir folgende Ergebnisse erhalten:

1. Die magnetischen Eigenschaften aller untersuchten ferromagnetischen Metalle stehen bei schnellen elektrischen Schwingungen ($3 < \lambda < 30$ cm) merklich in demselben Verhältnis, wie in konstanten Feldern.

2. Ihre magnetischen Eigenschaften verringern sich mit der Wellenlänge.

3. Ihre magnetischen Eigenschaften streben, wie die graphische Extrapolation zeigt, bei der Wellenlänge von ca. 1 cm zu verschwinden.

Dieses qualitative Resultat, welches ich noch im Winter 1907/08 erhalten habe, kann leider nur schwerlich theoretisch bzw. rechnerisch verwertet werden. Dieser Umstand veranlaßte mich zu einer anderen Untersuchung, welche später erscheinen soll. Es sei nur erwähnt, daß die dort angewendete Methode, welche eine exaktere theoretische Bearbeitung ermöglicht, zu den Resultaten geführt hat, die in voller Übereinstimmung mit den hier erzielten stehen.

Zum Schlusse will ich noch zum Vergleich die Resultate von Schaefer und Laugwitz anführen. Ihre Werte beziehen sich auf die Wellenlänge von 30 cm und wurden mittels Hertzschen Polarisationsgittern $40,5 \times 40,5$ qcm erhalten, welche aus auf einer Hartgummiplatte im Abstand von 1,5 cm aufgeklebten Drähten (0,025 mm) bestanden. Die genannten Forscher haben nicht nur das Reflexionsvermögen y dieser

Gitter, sondern auch ihre Durchlässigkeit D bestimmt; den Wert $1 - y - D = A$ haben sie die Absorption des gegebenen Metalles für die betreffenden Wellen genannt. Die Größe y_0 war dort die fallende Energie und deshalb direkt bestimmbar. Den Wert A haben sie mit der Absorption, welche bei der Reflexion an Metallen stattfindet, identifiziert. Obgleich die hier erhaltenen Zahlen im Vergleich mit denen von Schaefer und Laugwitz nur eine relative Bedeutung haben, so zeigen sie doch eine gute Übereinstimmung mit den letzteren, was aus der Figg. 13 (Kurve 8) u. 14 zu ersehen ist. Letztere Kurve ist nach den Werten der genannten Autoren konstruiert und wir sehen hier, daß wie die Ordinate bei $\omega = 0$, so die Form der Kurve und das Hinausfallen der Punkte für Krupp

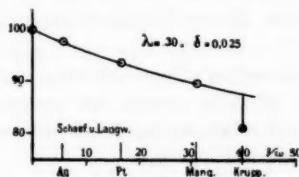


Fig. 14.

($q=1,50$) mit den hier erhaltenen Resultaten identisch ist. Die Messungen von Schaefer und Laugwitz zeigen also mit großer Genauigkeit, daß die Werte A langsamer wachsen, als die Quadratwurzel aus dem Drahtwiderstand ω .

Vorliegende Arbeit wurde im Jahre 1907/08 im Physikal. Institut der Moskauer Kaiserlichen Universität ausgeführt und abschließend im Januar 1913 rechnerisch bearbeitet. In tiefer Dankbarkeit gedenke ich hier meines nun leider dahingegangenen unvergeßlichen Lehrers Professor Dr. P. Lebedew für sein Interesse und die vielfache Förderung, die er mir hat angedeihen lassen.

Moskau, März 1914.

(Eingegangen 24. April 1914.)

6. *Über eine Gesetzmäßigkeit in den Linienspektren; von Sergius Popow.*

Einleitung.

Entsprechend dem Kombinationsprinzip von Ritz lassen sich einzelne Linien, ebenso wie auch ganze Serien ohne Hinzufügung irgend einer neuen Konstante aus den Grundserien ableiten. Rein formal kann man natürlich auch diese Grundserien als Kombinationen ihrer Terme auffassen — eine Anschauung, die kaum viel Fruchtbare besäße, könnte man sie nicht mit physikalischen Eigenschaften der Gebilde, wie z. B. dem Zeemaneffekt, in Einklang bringen.

Der Zusammenhang zwischen einer Anzahl miteinander verknüpfter Kombinationen, von deren Termen einige (Grenzen, bis drei) ungeändert bleiben, bei den anderen aber allein die Numerierung (also die Größe) variiert, und dem Zeemaneffekt ist, wie bekannt, von Preston aufgestellt (erster Teil seiner Regel) und gemäß Rydberg (Schuster, Ritz) von Runge und Paschen erweitert.

Überträgt man mit Paschen diese Erweiterung auf die eigentlichen Kombinationen, so erscheint der magnetische Typus der Linie durch die Symbole¹⁾ der zwei Terme der Kombination definiert.

Die Umkehrung des Satzes, welche besonders wichtig wäre, und die Auffindung der Serien durch den Zeemaneffekt auf festen Boden gestellt hätte, kann noch keineswegs als von Widersprüchen befreit und zur Definition einer allein betrachteten Linie geeignet angesehen werden. Hat man dagegen im Spektrum eine ganze Liniengruppe, so könnte man die

1) Doch bei einer (feldlosen) Vereinfachung des Gebildes mit abnehmendem Atomgewicht [ein Beispiel bieten die den vollständigen entsprechende Triplets der Elemente Mg, Ba, (Al), vielleicht auch die Dublets der Alkalien bei gleichem Atomgewichte] soll das undifferenzierte Symbol als ein durchaus neues betrachtet werden.

magnetischen Typen ihrer Komponenten im Verein mit den anderen physikalischen, geometrischen oder überhaupt spektralanalytischen Eigenschaften des Gebildes als Grundlage zur Definition der Gruppe anzunehmen wagen.

Infolgedessen darf man von einem zusammengesetzten Kombinationsglied reden, ohne die entsprechenden Schwingungszahlen als Differenzen bekannter Terme angeben zu können; sogar mehr, würde man auf irgendeine Weise die Schwingungszahlen einer solchen Gruppe in Terme trennen können, so würden diese Terme einen Anlaß zur Berechnung *eigentlicher* Ritzscher Kombinationen geben. In diesem Sinne wird auch weiter die Benennung Kombinationsgruppe (Kombinationsglied) gebraucht.¹⁾

Die Anregung zu dieser Untersuchung wurde durch Probeaufnahmen des Spektrums des Calcium im Zeemaneffekt gegeben. Nämlich es wurde im Gelb-grün eine Gruppe von eng zusammenliegenden Linien bemerkt, die gegenseitig sich im Magnetfeld außerordentlich stark beeinflussten. Dieses Gebilde ist von Rydberg²⁾ in seine vierte Gruppe zusammengesetzter Triplets aufgenommen.

Um eine Untersuchung über die Art der Verwandlung des Gebildes im Sinne von Paschen und Back möglich zu machen, ist eine Kenntnis der ungestörten magnetischen Typen nötig. Strontium (entsprechende Gruppe von Rydberg im Gelb-grün) gab keine sichere Auskunft wegen der Anwesenheit der wenn auch geringeren Störung. Daher mußte man sich an die Untersuchung des Spektrums des Barium wenden. Bei okularer Besichtigung des Spektrums im Zeemaneffekt gelang es, im Rot ein zusammengesetztes Triplet aufzufinden; dies erwies sich nach der Analyse des Spektrums entsprechend den gemachten Aufnahmen notwendig als dieselbe Kombination (im erwähnten Sinne), wie die der zusammengesetzten Triplets der I. N.S. Die nähere Betrachtung solcher außerhalb der I. N.S. liegenden Kombinationstriplets bietet manches Interessante dar,

1) Es ist klar, daß man für solche Kombinationsgruppen, soweit sie den Serien nicht angehören, den zweiten Teil der Prestonschen Regel bestätigen soll, um ihre Definition zu rechtfertigen; das wird aber nicht hier, sondern in einer nächstfolgenden Mitteilung gemacht.

2) J. R. Rydberg, Beitr. zur Kenntnis der Linienspektren: IV. Wied. Ann. N. F. 52. p. 124. 1894.

weil sie eine Verallgemeinerung des bekannten Serienschemas zu erwarten gestattet. Bei weiter folgenden Erörterungen wird das Grundglied der I. N.S. immer mit berücksichtigt.

Experimentelles.

Die Spektren von Ca, Sr, Ba, Y wurden im Zeemaneffekt aufgenommen. Dies geschah mit Hilfe des großen Konkavgitters des Tübinger Instituts. Die experimentelle Anordnung ist im großen und ganzen in den Bänden 30¹⁾ und 39²⁾ der Ann. d. Phys. beschrieben.

Es war eine Funkenlichtquelle in der Luft benutzt. Die Bearbeitung der dazu angewendeten Elektroden entsprach für Calcium der in Ann. 2) angegebenen Methode. Für die übrigen Elemente wurde das Verfahren abgeändert, um es ausgiebiger zu machen.



Fig. 1.

Auspolariert wurde für das senkrecht schwingende Licht mit einem Kalkspat; für das parallele Licht, da bei Verwendung des Kalkspats bei horizontaler Lagerung beider Bilder eine Dispersion zustande kam und so das Ultraviolett abgeschwächt erschien, wurde ein Quarzpolarisator verwendet. Um ihn durchlässig für das Ultraviolett zu machen, kittete man die beiden Teile A und B (Fig. 1) los und benutzte als Zwischenmedium anstatt Kanadabalsam eine Glyzerinschicht. Zur Kompensierung der auch hier spürbaren Dispersion folgte dem Prisma in dem weiteren Strahlengang ein \perp zur Achse geschnittener Quarzkeil C von geeignetem Winkel. Das Bild der Lichtquelle wurde mit einem Zeiss'schen Quarz-Fluorit-Achromat D auf dem Spalt E abgebildet. Diese nach Vorschlag von Prof. Paschen benutzte Anordnung gestattete das Ultraviolett mit einem besseren Erfolg aufzunehmen.

1) F. Paschen, Über die Seriensyst. in den Spekt. von Zn, Cd, Hg. II.

2) F. Paschen und E. Back, Normale und anomale Zeemaneffekte; Anhang von E. Back.

Die meisten Aufnahmen waren mit dem alten Elektromagneten des Tübinger Instituts gemacht. Außer dem beschriebenen Satz von Pohlschuhen¹⁾ wurde er noch mit einem Paar versehen, welche bis zu den Kegelstumpfen der Polansätze konisch liefen und Stirnflächen von ca. 7 mm Durchmesser besaßen. Diese Polschuhe gestatteten bei einem Interferikum von 3,5 mm und einer Stromstärke von 11 Amp. beliebig lang dauernde Expositionen ohne übermäßiger Erwärmung des Elektromagnets; dabei betrug das Feld doch mehr als 33 Kgs. Die verhältnismäßig großen Stirnflächen machten das erzeugte Magnetfeld homogener und erleichterten damit die Einstellung der Funkelektroden, deren Verschiebung je 10 Minuten nötig war.

Die letzten Aufnahmen wurden mit einem Weisschen Magnet größten Typus unter Benutzung derselben Anordnung gemacht. Hier arbeitete man mit Feldern von ca. 38 Kgs.

Für Rot hatte man panchrom. B-Platten von Wratten & Wainwright verwendet, sowie die Pinacyanolplatte der Firma Westendorp & Wehner.

Die Ausmessung der Platten geschah mit Hilfe eines Komparators der Firma Zeiss (neues Modell mit beweglichem Tischchen und Nickelstahlskala in 0,1 mm geteilt).

Außer den Aufnahmen wurden auch die gesamten Spektren einer genauen okularen Besichtigung unterzogen. Für die Erleichterung der dabei nötigen Identifizierung von Linien wurde auf dem Schiefergestell der Kameras eine Skala der Wellenlängen aufgetragen, die je 100 Å.-E. zeigte und im Laufe der Untersuchung sich gut bewährte.

Gang der Untersuchung.

Da zur Definition der Kombinationsgruppen Struktureigenschaften einerseits, physikalische andererseits benutzt sind, so könnte man nach den physikalischen Eigenschaften eine vorgeschriebene Gruppenart aus dem Spektrum sondern und dann bei den so erhaltenen Linien die Struktureigenschaften nachverifizieren. Nimmt man als Grundbasis den Zeemaneffekt, so fordert ein derartiges Verfahren Aufnahmen im Felde von allen Bestandteilen der Gruppe, sowie die Durchmesser ihrer Typen, am besten im aufgelösten Zustand.

1) Ann. d. Phys. 40. p. 962. 1913.

Für Gruppen aber, bei welchen die Art des Zeemaneffektes keinen Zweifel darbietet oder wo man voraussetzt, daß sie unbedingt die erwartete ist, lassen sich bequem die Struktur der Gruppe oder die spektralanalytischen Eigenschaften zugrunde legen. In diesem Fall wird der Zeemaneffekt herangezogen für eine Auskunft über das mögliche Vorhandensein einer Gruppe oder zum Nachweis der Lage einzelner Gruppenkomponenten. Rein experimentell ist solch ein Weg in der Hinsicht leichter, daß er mit geringerer Dispersion zu arbeiten gestattet, was bei schwachen Liniengruppen einen Vorteil geben kann.

Dementsprechend wurde auch die Untersuchung geführt: eine allgemeine Übersicht des im Spektrum Vorhandenen gab der Zeemaneffekt okular oder in Aufnahmen; dann wurde mit Schwingungsdifferenzen gerechnet und das Gefundene durch Ausmessung des Zeemaneffektes nachgeprüft; das letzte geschah nur in Stichproben, da die volle Durchmessung der Kombinationstriplets sich als überflüssig erwies. Die magnetischen Aufspaltungen den Betrachtungen zugrunde zu legen war auch daher nicht möglich, weil zu der Zeit der Untersuchung nicht alle Typen des vollständigen Triplets endgültig festgelegt waren.

Zur Bezeichnung der Kombinationstriplets sind die Symbole von Paschen verwendet worden unter Benutzung der Ritzschen Numerierung der Terme; so werden die Schwingungszahlen der einzelnen Triplets dargestellt durch

$$\begin{aligned} \pm \nu &= n p^j - m d^i & n &= 2, 3, 4, \dots \\ i, j &= 0, 1, 2, & i - j &\geq 0 & m &= 3, 4, 5, \dots \end{aligned}$$

wobei

$$np^0 < np^1 < np^2, \quad md^0 < md^1 < md^2.$$

Die ganze Mannigfaltigkeit der Komponenten kann auch kurz durch $p^j - d^i$ bezeichnet werden, oder wie der magnetische Typus durch $p^j d^i$. Da es sich vorläufig nur um Tripletsysteme handelt, so sind die Symbole ohne Mißverständnis von weiteren Indizes befreit; manchmal wird auch die Numerierung fortgelassen. Entsprechend dieser Bezeichnung ist die I. N. S. durch die Reihe von Kombinationstriplets

$$\begin{aligned} \nu &= 2p^j - m d^i & m &= 3, 4, \dots \\ i, j &= 0, 1, 2, & i - j &\geq 0 \end{aligned}$$

dargestellt.

Es muß noch bemerkt werden, daß die Rolle des Zeeman-effektes im gewissen Maße durch die Intensitätsschätzung vertreten sein kann. Hier ist aber folgendes zu beachten. Die Lagerung des Gebildes bleibt, soweit unsere Kenntnisse reichen, nur für die Triplets der I. N.S. ungeändert; hieran wurden auch diese Triplets durch Kayser und Runge erkannt. Für die übrigen vollständigen Triplets gelten aber allein die dem Schema von Rydberg entsprechenden Beziehungen, so daß hier die Konfiguration der Komponenten eine Funktion der relativen Größen der Terme wird. Damit ist die Erkennung der Triplets durch die Intensitätsschätzung ziemlich erschwert und kann bei linienreichen Spektren mehr zur Nachkontrolle, als zu ihrer Auffindung Anlaß geben. Nichtsdestoweniger wurde auch von der Intensitätsschätzung Gebrauch gemacht.

Über die gemäß der Definition gemeinschaftlichen Zeemantypen der I. N.S. soll folgendes gesagt werden. Was die Typen betrifft, welche sich auf die Rungesehen Bruchteile mit dem Nenner 2 reduzieren, so sind die Komponenten der Glieder der I. N.S. $2p^2 - md^2$ und $2p^1 - md^2$ von Miller¹⁾ richtig gemessen, die Vertreter dieser Typen in der allgemeinen $np^j - md^i$ Kombination von Moore (von letzterem sind alle Messungen durchgeführt, ohne zu wissen, daß es sich um Typen der vollständigen Triplets handelt; die Messungen beider sind nicht für alle Elemente und Glieder richtig, also verstoßen sie gegen die Prestonsche Regel); für die Komponente der I. N.S. $2p^0 - md^2$ ist der Typus von Runge und Paschen²⁾ aufgestellt; ein Vertreter dieses Typus in $np^j - md^i$ ist richtig von Moore gemessen.

Diesen Typen gehören auf den Figg. 2—4 wiedergegebene Gruppierungen von Komponenten im Zeemaneffekt an (die Abstände in Runges Bruchteilen ausgedrückt sind unten, die relativen Intensitäten oben bei den Komponenten angegeben; | bedeutet senkrecht schwingendes Licht, | paralleles).

1) W. Miller, Ann. d. Phys. **24**, p. 116. 1907. Vgl. dazu F. Paschen und E. Back, Norm. u. anom. Zeemaneffekte, p. 899.

B. E. Moore, Ann. d. Phys. (4) **25**, p. 309. 1908.

2) Vgl. z. B. p. 666 in dem von C. Runge zusammengefaßten IX. Kap. des II. Bd. des Handbuchs von Kayser.

Die weiteren Typen der I. N.S. sind in der Literatur unvollständig oder unrichtig angegeben.¹⁾

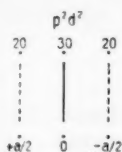


Fig. 2.

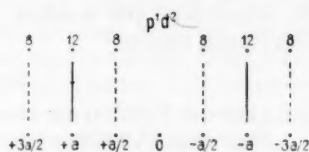


Fig. 3.

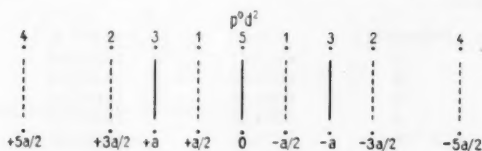


Fig. 4.

Um daher die entsprechenden Typen der Kombinations-triplets mit denen von $2p^1 - md^1$, $2p^0 - md^1$ der I. N.S. identifizieren zu können, mußte ich mich für die Angabe der letzteren an Hrn. E. Back wenden, der die Typen der I. N.S. einer gründlichen Untersuchung unterzogen hat. Ihm verdanke ich auch die in freundlicher Weise gemachte Mitteilung des Typus I. N.S. $2p^0 - md^0$, der bei der Ausmessung von $3d^0 - 3p^0$ im Strontium zugrunde gelegt war. Angaben über die Messungen von Aufspaltungen begleiten die Beispiele der Kombinations-triplets bei den berücksichtigten Elementen.

Die Rydbergschen Schemata der vollständigen Triplets werden so geschrieben, daß die Differenzen $d^i - d^j$ in vertikale, die Differenzen $p^i - p^j$ in horizontale Reihen kommen und die Schwingungszahlen sich von links nach rechts und von oben nach unten vergrößern. So bringt man alle Bestandteile der Konfiguration des Gliedes zum Vorschein.

Die magnetischen Typen sind in den Schemata durch die Angabe der Symbole p^j und d^i bezeichnet, auch sind meistens die Intensitäten der Komponenten der Triplets angegeben.

1) Dagegen in dem allgemeinen Kombinationstriplet noch der in neun Komponenten zerfallende Typus $p^1 d^1$ von Moore (l. c., p. 318) richtig auf den Bruchteil $a/6$ reduziert. Man kann es z. B. mit Hilfe der entsprechenden Linie des nächsten Triplets nachweisen (vgl. p. 164 u. 165).

Aussonderung und Gruppierung der Triplets.

Im folgenden sind die Elemente Ba, Sr, Ca, Y, Sc, Al, Si besprochen, von welchen die letzten drei nur rechnerisch untersucht wurden.

Barium.

(λ_{Luft} aus den Tabellen der Hauptlinien; Kayzers Handb., VI.)

Das vom Verfasser entsprechend den Aufnahmen zusammengestellte Kombinationstriplet $3d^i - 3p^{j1}$ besteht aus den Linien:

Intensität ²⁾	λ vak.	$\nu = 10^8 \lambda^{-1}$
15	6112,67	16359,46
12	6064,99	16488,08
10	6021,35	16607,57
8	5998,95	16669,58
8	5973,57	16740,40
Die Linie ist berechnet	5909,49	16921,93

und faßt sich in das Schema, wo neben den Schwingungszahlen die Intensitäten angegeben sind, folgendermaßen zusammen

$3d^i - 3p^j$				10 60607,57	p^2
				62,01	Diff.
				12 16488,08	8 16669,58
				181,50	p^1
				252,32	252,35
					Diff.
15 16359,46	380,94	8 16740,40	181,53	berechn. 16921,93	p^0
d^0	Diff.	d^1	Diff.	d^2	

Die schwächste Linie $3d^2 - 3p^0$ fehlt als Bogenlinie auf den Aufnahmen.

Das ultrarote Grundglied der I. N.S. ist nicht vollständig oder mit Sicherheit bekannt (Randalls Messungen des ultraroten Teiles des Spektrums des Bariums). Nichtsdestoweniger läßt sich seine Konfiguration quantitativ angeben. Dazu

1) Die Gründe für die Numerierung der Terme p^j mit 3 sind auf p. 170 angegeben.

2) Intensitäten, wo nichts anderes gesagt, auf feldlose Aufnahmen im Funken bezogen.

dienen einerseits die Schwingungsdifferenzen $p^i - p^j$ des nächsten Gliedes der I. N.S. oder der den Term $2p^j$ besitzenden $3a/2$ Kombinationsgruppe, andererseits die Differenzen $d^i - d^j$ des engen Triplets (Saunders) und der vom Verfasser aus den Aufnahmen herausgelesenen Kombinationsgruppe (kurz schiefsymmetrische Gruppe) mit symmetrischem Rydbergschen Schema, dessen Komponenten den Term $3d^i$ mit besitzen.

Die zwei letzten Linienskomplexe folgen in Schemata.

Das enge Triplet [Saunders]¹⁾

$$\begin{aligned} \nu &= 3d^j - m\Delta^i & i, j &= 0, 1, 2 \\ 2 > i - j &\geq 0 & m &= 4, 5, 6 \dots \\ m\Delta^0 &< m\Delta^1 < m\Delta^2 \end{aligned}$$

wird aus folgenden Linien gebildet

Intensität	λ vak.	$\nu = 10^3 \lambda^{-1}$
5	3996,91	25019,33
15	3994,65	25033,48
5	3939,17	25386,06
12	3936,95	25399,37
10	3911,15	25567,92

Schema²⁾ von $3d^j - 4\Delta^i$.

	Δ^2	Diff.	Δ^1	Diff.	Δ^0
d^0	—	—	5 25019,33	14,15	15 25033,48
Diff.	—	—	380,04	—	—
d^1	5 25386,06	13,31	12 25399,37	—	—
Diff.	181,86	—	—	—	—
d^2	10 25567,92	—	—	—	—

1) Allerdings finden sich die Zahlenangaben für die Schwingungsdifferenzen $3d^i - 3d^j$, $3p^i - 3p^j$ bei Rydberg, Vergleichung usw., Wied. Ann. I. c., mit solcher Genauigkeit angegeben, daß daraus zu schließen ist, daß sie wohl nicht berechnet, sondern aus der Kenntnis je einer der sie bildenden Liniengruppen sich ergeben haben. Dasselbe gilt für Silicium (Rapports au Congrès internat. de Phys. 1900. II. p. 200).

2) Die Gültigkeit des Schemas von Rydberg (Zugehörigkeit der Satelliten zu der Serie) ist durch die Art der Verzerrung ihrer magnetischen Aufspaltung nachgeprüft und bestätigt worden.

Die schiefssymmetrische Kombinationsgruppe.

(Die Linien werden bezeichnet durch die Rydbergschen Indizes i, j allein, mit der für die Gruppe bestehenden Bedingung $|i - j| < 2$)

Intensität	λ vak.	$\nu = 10^8 \lambda^{-1}$	Indizes
8	6695,91	14934,49	10
8	6677,33	14976,04	21
10	6597,36	15157,58	22
15	6529,31	15315,56	11
20	6500,75	15382,84	00
8	6452,79	15497,17	12
8	6343,63	15763,84	01

Schema der Gruppe.

D^2	—	—	8 14976,04	181,54	10 15157,58
Diff.	—		339,52		339,59
D^1	8 14934,49	381,07	15 15315,56	181,61	8 15497,17
Diff.	448,35		448,28		—
D^0	20 15382,84	381,00	8 15763,84	—	—
	d^0	Diff.	d^1	Diff.	d^2

Die aus den $d^i - d^j$ gebildeten Mittelwerte geben die Differenzen des ultraroten Grundgliedes der I. N.S.

$$d^1 - d^0 = 381,04$$

$$d^2 - d^1 = 181,67.$$

Die $p^i - p^j$ könnte man dem im Gelb liegenden Gliede der I. N.S. entnehmen¹⁾; doch besser erhält man dieselben Schwingungsdifferenzen aus dem Triplet der $3a/2$ -Gruppe. Man hat nämlich

Abweich. der Mess. vom $3a/2$ -Werte ($a = 4,6978 \times 10^{-5}$ Gauss $^{-1}$ cm $^{-1}$)	λ vak.	$\nu = 10^8 \lambda^{-1}$
0,1 Proz.	4693,09	21307,92
0,25 „	4507,35	22185,98
0,65 „	4433,30	22556,56

was Saunders Angaben über die Linien des Triplets bestätigt.

1) Daß die Grundlinien des Gliedes richtig von Saunders gewählt sind, zeigen die Aufnahmen, auf welchen die magnetischen Aufspaltungen dieser Linien den nötigen Typus besitzen.

Dagegen gehört 4579,84 \AA (auch 4402,72) nicht dem Dublet der Gruppe, sondern 4574,06 \AA ist wahrscheinlich die einfache Linie dieser.

So hat man

$$2p^1 - 2p^0 = 878,06$$

$$2p^2 - 2p^1 = 370,58.$$

Da es zu erwarten ist, daß die in dem Glied $r=2p^j-3d^i$ in Barium vorkommenden Terme relativ zueinander ähnliche Werte wie bei Calcium und Strontium haben, so ist die Konfiguration des ultraroten Gliedes qualitativ und quantitativ vollständig bekannt.

Endlich ist der Beweis der Richtigkeit der magnetischen Typen des Triplets $3d^i-3p^j$ aus folgender Tabelle ersichtlich (Aufnahme Barium I, Linien I. Ordnung, Feld 34,25 Kgs. $\pm 1,5$ Proz.)

λ vak.	Bezeichnung	Abweichung der Messung	vom berechn. Werte
6064,99	$3d^1-3p^1$	- 1 Proz.	3a
6021,35	$3d^2-3p^2$	- 0,5 „	a/2
5998,95	$3d^2-3p^1$	- 1 „	a/2
5973,57	$3d^1-3p^0$	- 1 „	a

Strontium.

(λ_{Luft} nach Kayser und Runge, Über die Spektren der Elem., Abh. Berl. Ak., Abschn. IV. 1891.)

Die beiden Kombinationstriplets $2p^j-3d^i$, $3d^i-3p^j$ sind für Strontium bekannt. Das ultrarote Triplet mit Ausnahme der Komponente $2p^0-3d^2$ wurde von H. M. Randall gemessen und als Grundglied der I. N.S. angegeben.¹⁾ Das im Gelbgrün liegende Kombinationstriplet besteht aus sechs von Rydberg zugeordneten Linien, die er in seine nicht ganz einwandfrei aufgefaßte IV. Gruppe zusammengesetzter Triplets²⁾ eingereiht hat; von ihnen sind nur fünf auf den Platten da. Die Wellenlängen der Linien sind folgende

1) Seine Tübinger Arbeit befindet sich in Ann. d. Phys. **33**, p. 739. 1910; die angegebenen Intensitäten werden ohne Betracht gelassen; Schwingungszahlen nach Dunz, Tübinger Diss., 1911.

2) J. R. Rydberg, Wied. Ann. I. c.

Intensität	$\lambda_{\text{vak.}}$	$\nu = 10^8 \lambda^{-1}$
9	5258,56	19016,61
6	5240,19	19083,59
4	5230,95	19116,98
5	5226,78	19132,23
4	5223,86	19142,93
fehlt (Bogenlinie)	5214,66	19176,71

Die entsprechenden Schemata der Triplets lauten:

$$- \nu = 3d^i - 2p^j.$$

	d^3	Diff.	d^1	Diff.	d^0
p^0	fehlen		3320,12	100,585	3420,705
Diff.	fehlt		394,23		
p^1	3654,50	59,85	3714,35		
Diff.	187,00				
p^2	3841,50				

$$\nu = 3d^i - 3p^j.$$

				5	p^3
				19132,23	
				10,70	Diff.
		6		4	p^1
		19083,59	59,34	19142,93	
		33,39		33,78	Diff.
9		4		—	p^0
19016,61	100,37	19116,98	59,73	19176,71	
d^0	Diff.	d^1	Diff.	d^2	

Calcium.

(λ_{Luft} der Aufnahmen aus den Tabellen von Kayser.)

So wie in Strontium, sind auch in Calcium die beiden Kombinationstriplets bekannt. Das ultrarote Grundglied der I. N.S. ist durch Paschen¹⁾ vollständig gefunden. Das Triplet

1) F. Paschen, Ann. d. Phys. **29**, p. 625. 1909. Die Intensitäten der Linien sind nach F. Paschen angegeben.

$3d^i - 3p^j$ entnehme ich derselben IV. Gruppe von Rydberg, wie für Strontium. Es wird durch folgende Wellenlängen gebildet

Intensität	λ vak.	$\nu = 10^8 \lambda^{-1}$
8	5271,88	18968,56
6	5267,17	18985,53
3	5265,86	18990,25
4	5263,86	18997,46
3	5263,32	18999,42
fehlt (Bogenlinie)	5262,02	19004,11

Die beiden Triplets fügen sich in die Schemata:

$$- \nu = 3d^i - 2p^j.$$

	d^2	Diff.	d^1	Diff.	d^0
p^0	8 5019,36	13,37	5032,73	22,19	60 5054,92
Diff.	105,59		106,51		
p^1	30 5124,96	14,28	50	5139,24	
Diff.	52,15				
p^2	40 5177,11				

$$\nu = 3d^i - 3p^j.$$

				4 18997,46	p^2
				1,98	Diff.
	6 18985,53	13,89	3 18999,42		p^1
	4,72		4,69		Diff.
8 18968,56	21,69	3 18990,25	13,86	— 19004,11	p^0
d^0	Diff.	d^1	Diff.	d^2	

Die nach Paschen²⁾ konventionellen Grenzen $3d^j$ der

1) F. Paschen, Jahrb. d. Radioakt. u. Elektron. 8. H. 1. p. 181 u. 182. 1911.

Serie $3d^i - m\mathcal{A}^i$ gestatten die Berechnung der Terme $3p^i$ aus den Schwingungszahlen des Kombinationstriplets.

Man hat (Dunz)

$$3d^0 = 28928,56$$

$$3d^1 = 28950,49$$

$$3d^2 = 28964,36,$$

was zu folgenden Mittelwerten für $3p^i$ führt

$$3p^0 = 9960,2$$

$$3p^1 = 9964,95$$

$$3p^2 = 9966,9.$$

Es soll noch folgendes über die Forderung der Erhaltung magnetischer Typen für die Triplets von Strontium und Calcium gesagt werden. Für das Glied $3d^i - 3p^j$ in Strontium mit Ausnahme von $3d^1 - 3p^1$, $3d^2 - 3p^2$ ist diese Bedingung mehr oder weniger streng erfüllt, wie es aus demnächst folgenden Angaben zu sehen sein wird; dagegen in $3d^1 - 3p^1$ und $3d^2 - 3p^2$ finden Abweichungen von bedeutender Größe statt. Bei Ca ist im Felde von ca. 33 Kgs. die erwähnte Forderung durchaus nicht erfüllt. Man könnte das als Widerspruch zur Zusammenreihung der Linien auffassen, würden nicht z.B. in dem Triplet des Calciums die Schwingungsdifferenzen auf wenige Einheiten reduziert. Dementsprechend kommt bekanntlich im starken Felde eine Verzerrung der magnetischen Aufspaltungen zustande, die eine im Felde stabile Vereinfachung des Liniengebildes als Endziel hat. Daß es der Fall ist, zeigt ein Vergleich zwischen den Linien $3d^1 - 3p^1$, $3d^2 - 3p^2$ von Ca, Sr, Ba; die Typen $3d^1 - 3p^1$, $3d^2 - 3p^2$ von Strontium ergeben sich nämlich als Zwischenstadien der Überführung der symmetrischen und der Prestonschen Regel folgenden Zeemantypen von Ba in die Aufspaltungen der äußerst verzerrten entsprechenden Linien des Calciums. Auf Einzelheiten der Verzerrung soll hier nicht eingegangen werden, da der Fall wohl einer besonderen Untersuchung sich am besten unterwirft. Folgendes wird nur erhoben:

1. Die Verwandlung verläuft bei $3d^0 - 3p^0$ und den übrigen $3d^i - 3p^j$ in entgegengesetzter Richtung, so daß sozusagen der Schwerpunkt des Gebildes zwischen dieser Linie und dem Rest des Kombinationstriplets fällt.

2. Der Anfangszustand der Verzerrung besteht in der Verstärkung der zugewandten senkrechten und der abgewandten parallelen Komponenten, sowie der Abschwächung der übrigen; dementsprechend verglichen mit der Ruhelage des Gebildes ziehen sich auch die senkrechten Komponenten zusammen, während die parallelen auseinander gehen. Der Anfangsverlauf der Störung ist daher teilweise als entgegengesetzt der Verwandlung in ein normales Zeemantriplet zu verstehen.

Über die Messungen der magnetischen Aufspaltungen der Linien (Vakuum) 5258,56, 5240,19, 5230,95, 5226,78, 5223,86 des erwähnten Kombinationstriplets des Strontiums wird folgendes angegeben:

Zur Messung wurden zwei Aufnahmen verwendet, Strontium IX ohne Polarisation und Strontium V polarisiert parallel, deren Felder entsprechend 33,22 (± 1 Proz.) und 32,67 ($\pm 1,5$ Proz.) Kgs. betrugen. Für 5258,56 wurde der Abstand der inneren senkrechten Komponenten voneinander gemessen, sowie von der äußeren parallelen (Randmessungen); auch wurde der Abstand der äußeren parallelen voneinander bestimmt. Für 5230,95 wurden die parallelen Komponenten der Messung unterzogen. Für die am meisten verzerrte Linie 5240,19 wurde der Abstand der senkrechten Komponenten ($+5a/6$, $-5a/6$) gemessen.¹⁾ Die Genauigkeit der Messung ist folgende

Aufnahme	λ vak.	Bezeichnung	Mittl. absol. vom berechn. Abweichung	Werte
Sr. IX	5258,56	$3d^0 - 3p^0$	0,7 Proz.	$4a/3$
„ IX	5230,95	$3d^1 - 3p^0$	0,6 „	$4a/3$
„ V	5230,95	$3d^1 - 3p^0$	1,8 „	$4a/3$
„ IX	5240,19	$3d^1 - 3p^1$	2,6 „	$5a/3$

(die letzte Linie ist stark gestört, so daß der allgemeine Typus unvollständig entwickelt ist).

Die bekannten Typen²⁾ der Linien 5223,86, 5226,78 (Strontium), welche sich auf den Bruchteil $a/2$ reduzieren lassen, wurden in folgender Weise ausgemessen:

$3d^2 - 3p^1$ (5223,86) auf Sr IX; es wurden die Abstände der Komponenten gemessen ($+a$, $-a$), ($+a/2$, $-3a/2$);

1) Vgl. p. 164.

2) Fig. 2 u. 3 auf p. 153.

von diesen Komponenten ist das zweite Paar infolge der Störung sehr verstärkt erschienen; der Messung entspricht ein Wert

$$2a = 9,15 \text{ (gegen } 9,396 \text{ Fehler von } -2,6 \text{ Proz.)}$$

$3d^2 - 3p^1$ auf Sr V; der Abstand $(+a, -a)$ ergab sich aus vier Bestimmungen:

$2a$	Fehler gegen 9,396
9,43	+ 0,4 Proz.
9,56	+ 1,8 „
9,33	- 0,8 „
9,49	+ 1,0 „
<hr/> Mittel 9,45	+ 0,6 „

Für $3d^2 - 3p^2$ (5226,78) kamen wegen der Verschiebung im Felde nur die senkrechten Komponenten in Betracht; so berechnete man die normale Aufspaltung $a = 4,6978$ mit einem Fehler von 2,6 Proz.

Die infolge der photographischen Empfindlichkeit nicht günstige Lage der Linien, ihre relative Schwäche im Funken, die Expositionszeit bis 6 Stunden (effektiv bis $4\frac{1}{2}$ Stunden) forderte und doch sie nur in erster Ordnung zu erhalten gestattete, sind, abgesehen von dem gegenseitigen Beeinflussen im Felde, die hauptsächlich Ursachen der teils vorkommenden etwas großen Abweichungen der Messungen von den Normalwerten.

Bezüglich des Zeemaneffektes der vollständigen Triplets ist noch folgendes zu sagen. Wie es schon von W. Voigt¹⁾ behauptet wurde und im nächsten an den Beispielen des Grunddoublets des Berylliums und der *D*-Linien für „schwache“ nach Voigt Felder nachgewiesen sein wird, gibt es für das Phänomen der Vereinfachung im Felde enger Seriengebilde eine Regel, die ein Analogon zu der Prestonschen bildet und kurz die Prestonsche Regel für den Verlauf der Störung genannt sein könnte.

Es muß aber hier ein gründlicher Unterschied zwischen den zwei Regeln betont werden; nämlich, während die gewöhnliche Prestonsche Regel für die Kombinationstriplets als

1) W. Voigt, Ann. d. Phys. 40. p. 380. 1913.

geltend anzusehen ist, bleibt ihr Analogon für die letzten unerfüllt während der Entwicklung der Störung. Der Grund davon ist in der Mannigfaltigkeit der Konfiguration, sowie in einem vielleicht existierenden physikalischen Unterschiede des Zusammenhanges der p^j und der d^i Terme zu suchen.

Yttrium.

Die Wellenlängen der benutzten Linien sind den Messungen des Bogenspektrums des Yttriums von H. Kayser¹⁾ entnommen, die mit drei Dezimalen durchgeführt sind. Die Linien, welche die zwei Kombinationstriplets bilden, haben die Wellenlängen:

Intensität ²⁾	λ vak.	$\nu = 10^8 \lambda^{-1}$
20	4423,982	22604,07
25	4399,411	22730,31
15	4360,095	22935,27
30	4310,964	23196,67
	4237,012	23601,53
	4200,592	23806,17
30	3243,318	30832,61
25	3217,712	31077,98
20	3204,350	31207,57
15	3201,286	31237,45
15	3196,641	31282,84
8	3180,429	31442,30

Dementsprechend stellen sich die beiden Triplets folgendermaßen zusammen

$$\nu = 3d^i - 2p^j.$$

				20 22604,07	p^2
				331,20	Diff.
		25 22730,31	204,36	15 22935,27	p^1
		871,22		870,90	Diff.
30 23196,67	404,86	23601,53	204,64	23806,17	p^0
d^0	Diff.	d^1	Diff.	d^2	

1) Vgl. z. B. Abhandl. Berlin. Akad. 1903.

2) Funken im Magnetfelde.

$$r = 3d^i - 3p^j.$$

					20		
					31207,57	p^2	
					75,27	Diff.	
					25		15
					31077,98	204,86	31862,84
							p^1
					159,47		159,46
							Diff.
30		15		8			
30832,61	404,84	31237,45	204,85	31442,30		p^0	
d^0	Diff.	d^1	Diff.	d^2			

Von ihnen ist das Triplet $3d^i - 3p^j$ vollständig auf den Platten da. Von dem Triplet $3d^i - 2p^j$ fehlt auf den Aufnahmen (vielleicht durch die in dieser Gegend vorkommenden Banden bedeckt) die Bogenlinie $3d^2 - 2p^0 = 23806,17$, die anfangs berechnet wurde. Die Ausmessung der Linie $3d^2 - 3p^0$ des Yttriums gab volle Übereinstimmung mit dem von Runge stammenden Typus der I. N.S. $2p^0 - md^2$; somit stellte sich auch die Ausmessung der Aufspaltung von 23806,17 von Moore mit der Rechnung in Einklang.

Auch die Angehörigkeit der Linie 23601,53 zu der entsprechenden Gruppe wurde mit Hilfe der Rechnung erzielt. Die stichweise vorgenommenen magnetischen Messungen ergaben folgendes (Aufnahme Yttrium I, Feld 38,19 Kgs. ± 1 Proz.)

$3d^i - 2p^j.$			
λ vak.	Typus	Abweichung der Messung	vom berechn. Werte
4423,982	$p^2 d^2$	- 0,04 Proz.	a
4399,411	$p^1 d^1$	- 1	$5a/6$
4360,095	$p^0 d^1$	- 0,5	$2a$

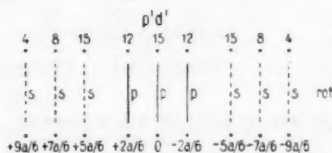


Fig. 5.

Die Ausmessung der zweiten Linie zeigte, daß Moores Angaben über ihren Typus richtig sind. Der Aufspaltung der Linie entspricht die Fig. 5.

Dieser Typus findet sich auch für die Linie $3d^1-3p^1$, welche von Moore allerdings nur als Triplet angegeben wurde, wieder; daher ist an seiner Richtigkeit nicht zu zweifeln. Runges Angaben für den Typus $2p^1-md^1$ der I. N.S. stimmen nur qualitativ damit überein (Kaysers Handbuch, Bd. II. p. 665 u. 666).

Weiter wurden noch einige Linien von dem anderen Triplet gemessen.

$3d^i-3p^j$.			
λ vak.	Typus	Abweichung der Messung	vom berechn. Werte
3201,286	$p^0 d^1$	+ 0,2 Proz.	3a
3180,429	$p^0 d^2$	- 0,5 „	3a
3217,712	$p^1 d^1$	+ 0,6 „	2a

Die Übereinstimmung mit den erwarteten Werten kann als genügend betrachtet werden.

Scandium, Aluminium, Silicium.

Da der Verfasser keine Präparate der Scandiums Salze besaß, konnten die magnetischen Aufspaltungen nicht in Betracht gezogen werden und man war einer rechnerischen Untersuchung der bestehenden Messungen überwiesen; gewissermaßen, wie früher erwähnt, konnte dies durch Schätzungen der Intensitätsangaben ersetzt werden.

Das Spektrum des Scandiums ist nur bis 2200 Å.-E. ins Ultraviolett gemessen. Somit fällt die Möglichkeit, das Triplet $3d^i-3p^j$ zu identifizieren.

Infolge der Messungen von Exner und Haschek¹⁾ ist es möglich, das Triplet $3d^i-2p^j$ aufzufinden. Es wird aus folgenden Linien gebildet

Intensität (Bogen)	λ Bogen (Luft)	λ Funken (Luft)	mittl. λ vak.	$\nu = 10^8 \lambda^{-1}$
2	2563,30	2563,30	2564,04	39000,80
3	2560,35	2560,39	2561,11	39045,57
2	2555,90	2555,91	2556,65	39113,68
3	2552,46	2552,49	2553,22	39166,23
2	2545,24	2545,31	2546,02	39276,99
1	2540,94	—	2541,68	39344,05

1) F. Exner und E. Haschek, Die Spektren der Elemente bei normalem Druck, Bd. II u. III.

Zur Berechnung der Schwingungszahlen ν sind die Mittelwerte der Messungen im Bogen und Funken benutzt. Schematisch hat das Triplet die Gestalt (die Intensitäten beziehen sich auf den Funken):

$$\nu = 3d^i - 3p^j.$$

				4	p^2
				39000,80	
				112,88	Diff.
		6		4	p^1
		39045,57	68,11	39113,68	
		231,42		230,37	Diff.
8		4		—	p^0
39166,23	110,76	39276,99	67,06	39344,05	
d^0	Diff.	d^1	Diff.	d^2	

Die bei Yttrium und Scandium angegebene Numerierung der Symbole p^j ergibt sich aus der Berücksichtigung eines weiteren Kombinationstriplets. Dieses gehört Aluminium und liegt im Schumanngebiet. Die Wellenlängen¹⁾ sind:

Intensität	λ	$\nu = 10^8 \lambda^{-1}$	$\Delta\nu$
10	1725,0	57971	128
9	1721,2	58099	64
9	1719,3	58163	

Das Triplet wurde erkannt nach der $3a/2$ -Gruppe des Aluminiums ($\lambda=1767,6, 1765,7, 1763,8, 1761,9, 1760,0$). Aus der Serienangehörigkeit der besprochenen Linien von Y, Sc und der Struktur der $3a/2$ -Gruppe in Aluminium (die Struktur ist identisch mit der von analogen Gruppen bei Mg und Be, weicht aber ab von dem Bau solcher Gruppen bei den Elementen Si, Ca, Sr) ist der Schluß nahegelegt, daß dem Triplet des Aluminiums das Symbol $2p^j - 3d^i$ entspricht.

Hierzu sei noch erwähnt das vollständige Triplet des Siliciums, welches mit Hilfe der Messungen von Rowland vom

1) Entnommen aus Spark Spectra of the Alkali Earths in the Schumann region, by Th. Lyman, Astrophys. Journ. **35**, p. 341. 1912.

Verfasser in Übereinstimmung mit der magnetisch bekannten¹⁾ 3a/2-Gruppe des Siliciums gefunden wurde; es faßt sich wie folgt zusammen

Intens. (Bog.)	λ vak.	Beobachter	$\nu = 10^8 \lambda^{-1}$
1	2219,64	Exner u. Haschek	45052,35
2	2218,816	Rowland	45069,09
4	2217,430	"	45097,25
2	2212,429	"	45199,19
3	2211,609	"	45215,95
2	2008,730	"	45274,88

Schematisch:

	d^2	Diff.	d^1	Diff.	d^0
p^0	1 45052,35	16,74	2 45069,09	28,16	4 45097,25
Diff.	146,84		146,86		
p^1	2 45199,19	16,76	3 45215,95		
Diff.	75,69				
p^2	2 45274,88				

Die Konfiguration dieses Triplets zeigt, daß es wohl als Grundglied $2p^j - 3d^i$ anzusehen ist.

Die Bemerkung über die Numerierung der Terme in Yttrium und Scandium bestätigt sich folgendermaßen. Wendet man die Rungesche Beziehung²⁾ zwischen dem Atomgewicht und dem Abstände der natürlichen Komponenten auf die Triplets der dritten Kolonne des periodischen Systems an, so hat man unter der Benutzung der Elemente Y und Sc für die Ermittlung der Koeffizienten folgende Gleichungen

$$\lg \Delta p = \frac{\lg A - 0,395}{0,529},$$

$$\lg \delta p = \frac{\lg A - 0,305}{0,652},$$

$$(A \text{ Atomgewicht, } \Delta p = p^1 - p^0, \quad \delta p = p^2 - p^1)$$

1) F. Paschen u. E. Back, Normale und anomale Zeemaneffekte 1. u. Nachtrag.

2) C. Runge und J. Precht, Physik. Zeitschr. p. 285. 1903.

Unter Benutzung der Zahl 27,1 für das Atomgewicht des Aluminiums erhält man daraus

$$\Delta p = 92, \quad \delta p = 53,5$$

als Abstände.

Im allgemeinen bekommt man bei der Anwendung der logarithmischen Beziehung bei kleinen Atomgewichten viel zu große Werte für die Schwingungsdifferenzen. Hier sind die richtigen Werte $\Delta p = 128$, $\delta p = 64$ bedeutend größer als die berechneten; doch kann man es nicht der Unrichtigkeit der Numerierung zuschreiben, da in diesem Falle die existierenden Werte drei- oder viermal die berechneten überstiegen hätten. Vielmehr soll es als eine neue Art von Unregelmäßigkeit des Serienschemas bei Elementen mit kleinem Atomgewichte angesehen werden (vgl. Verhandlungen der Schweiz. Naturforsch. Gesellschaft, 96. Jahresversamml. im September 1913, Mitteilung des Verfassers).

Deutung der Resultate und Schlüsse daraus.

In drei von den berücksichtigten Elementen (Ca, Sr, Y) ist je ein Paar vollständiger Triplets angegeben, in Ba ist das zweite (ultrarote) bis auf die Schwingungszahl einer deutbaren Komponente berechnet, in Sc konnte man nur wegen Abwesenheit von Messungen keine Auskunft über das weiter ins Ultraviolett liegende Triplet geben.

Faßt man diese Paare von Triplets in einen Anfang von Serie zusammen neben der Vermutung, daß bei Y und Sc von dem weniger brechbaren Triplet eine Art erster Nebenserie abzweigen kann, so läßt sich aus dem Vergleich dieser Serie mit der I. N.S. folgendes schließen:

1. Das Grundglied ist beiden Serien gemeinsam.
2. Die magnetische Aufspaltung entsprechender Komponenten der Glieder beider Serien ist identisch.
3. Die Komponenten weiterer Glieder in einer der beiden Serien haben, verglichen mit dem Grundglied, eine umgekehrte Reihenfolge.

Ruft man die von Rydberg rechnerisch gefundene und von Runge und Paschen magnetisch bestätigte Beziehung zwischen der H.S. und der II. N.S. ins Gedächtnis zurück, so kommt man zu dem Schluß, daß die betrachteten Kombinationstriplets den Anfang einer *Hauptserie zur I. N.S.* bilden.

Die Glieder einer solchen Hauptserie sollen nicht den zu einer einzigen Linie rein konvergierenden Charakter der eigentlichen H.S. haben, sondern sind, wie die I. N.S. selber, semikonvergenter Natur. Der Umtausch der parallel laufenden und konvergierenden Komponenten bei den beiden semikonvergenten Serien ist z. B. schon aus den angegebenen Schemas ersichtlich. Auch hat das benutzte Wort Umkehrung des Gliedes bei semikonvergenten Serien nicht den Sinn einer rein geometrischen Abspiegelung, in welchem es von Rydberg, sowie Runge und Paschen angewendet wurde, sondern bezieht sich auf spektralanalytische Eigenschaften des Gebildes, die ihren Ausdruck in dem Schema eines vollständigen Triplets finden.

Wie bekannt bestehen auch zwischen den beiden Nebenserien Beziehungen, was selber auch zu ihrer Benennung führte. Das sind die von Rydberg hervorgehobenen gemeinschaftlichen Grenzen und gleicher Abstand parallel laufender Komponenten der Glieder. Die Umkehrung der letzten Eigenschaft läßt folgende Beziehung zwischen den beiden Hauptserien vermuten.

4. Die Verengung konvergierender Komponenten der beiden Serien geschieht bei entsprechenden Gliedern in demselben Maße.

Was die andere Beziehung in den Nebenserien betrifft, so besteht sie zwischen der semikonvergenten Hauptserie und den Gebilden von der Beschaffenheit der Bergmannserie¹⁾ und nicht zwischen den beiden Hauptserien. Das ist z. B. als Folge der Balmerschen Serie des Wasserstoffs zu schließen, denn der Term $N/3^2$ ihrer Grundlinie $N/2^2 - N/3^2$ ist von der Grenze $N/1,5^2$ der Hauptserie verschieden (ob $\pm \nu = N/3^2 - N/m^2$, $m=2, 4, 5$ der neuen Hauptserie oder teilweise der Bergmannserie entspräche, würde vielleicht durch eine interferometrische Strukturuntersuchung dieser Linien zu entscheiden sein).

Die Folgerung 4. ist für die besprochenen Triplets daher wichtig, da sie die angenommene Numerierung der p^j Terme begründet. Nämlich da die Differenzen $p^i - p^j$ für beide H.S. als dieselbe vermutet sind, lassen sich dazu die sicher fest-

1) Für die Grenze der Bergmannserie vgl. C. Runge, Physik. Zeitschr. p. 1. 1908.

gestellten konvergenten Hauptserien der Triplets (Paschen) von Zink und Cadmium heranziehen.

Die Schwingungsdifferenzen der Grundtriplets sowie der nächstfolgenden sind (Dunz, p. 40—43):

	Cd	Zn
$\Delta 2p = 2p^1 - 2p^0$	1171,05	388,91
$\delta 2p = 2p^2 - 2p^1$	541,86	189,78
$\Delta 3p$	194,09	56,26
$\delta 3p$	70,68	26,66

Die Quotienten dieser Zahlen haben die Größen

	Cd	Zn
$\Delta 2 / \Delta 3p$	6,03	6,91
$\delta 2p / \delta 3p$	7,67	7,12

Für Barium, Strontium, Calcium hat man unter Heranziehung der 3a/2-Gruppen entsprechend

	Ba	Sr	Ca
$\Delta 2p$	878,06	394,42	105,93
$\delta 2p$	370,58	186,96	52,14
$\Delta 3p$	252,33	33,58	4,70
$\delta 3p$	62,01	10,70	1,96

und für die Quotienten

	Ba	Sr	Ca
$\Delta 2p / \Delta 3p$	3,48	11,74	17,47
$\delta 2p / \delta 3p$	5,98	22,5	26,6

Daraus kann man wohl schließen, daß die Numerierung für Ba und Sr, deren Quotienten in entgegengesetzter Richtung und teils nicht weit von den Quotienten für Zn und Cd abweichen, richtig gewählt ist; da das Ca-Triplet sicher ein homologes zu den zwei anderen ist, so soll dieselbe Numerierung für ihn beibehalten werden.

Die vollständigen Dublets und das Ritzsche Kombinationsprinzip.

Die auf p. 168 u. 169 erörterten Eigenschaften einer Hauptserie der zusammengesetzten Triplets übertragensich ohne weiteres auch auf die zusammengesetzten Dublets. Doch ist es noch nicht gelungen, ein eigentliches vollständiges H.S.-Dublet anzugeben. Bei den Bariumaufnahmen, während der okularen Besichtigung des Spektrums, wurde ein vollständiges Dublet im roten Teil bemerkt. Wegen seiner Lagerung erwies es sich

als Grunddoublet¹⁾ der I. N.S. Daher kann es auch in dem von Rydberg stammenden etwas formalen Sinne des Wortes als H.S.-Doublet angesehen werden. Der magnetischen Aufspaltung seiner Komponenten waren einige Aufnahmen gewidmet.

Es hat sich ergeben: erstens, daß der Polarisationszustand der zwei schwächeren, von Runge unbemerkten Komponenten des Satelliten ein paralleler sei; zweitens (die Aufnahmen stammen von einer späteren Zeit), daß der Typus der Aufspaltung der Mittellinie genau dem der I. N.S. entspricht (es wurden verglichen die Funkenaufnahmen von Ba 6143,62 vak. mit den soeben nach einer besonderen Methode von Herrn Baek gemachten Thalliumaufnahmen [I. N.S., Doublets]); drittens wurde der Typus der enger aufspaltenden Linie 6498,89 vak. gefunden.

Somit hat das aus den Linien:

Intensität	λ <small>vak.</small>	$\nu = 10^8 \lambda^{-1}$
35	6498,89	15387,24
40	6143,62	16277,05
25	5855,51	17077,93

zusammengesetzte Doublet die Struktur:

		30	p^1
		15387,24	
		1690,69	Diff.
40	800,88	25	p^0
16277,05		17077,93	
d^0	Diff.	d^1	

1) Das Paar äußerer Linien des Doublets wurde von Rydberg bemerkt (Récherches p. 110). Bei der Messung der Aufspaltung des Satelliten hatte Runge eine Vermutung über die Existenz einer H.S. zur I. N.S. ausgesprochen. Gewisse Bedenken erheben sich gegen eine weitere Vermutung, daß das gelbe Kupferpaar auch ein H.S.-Glieder ist. Sie beruhen hauptsächlich, soweit die bis jetzt gemachten Messungen dazu reichen, auf der Abwesenheit einer dritten nicht schwächeren Linie in der Nähe des Paares; weiter aber auch auf der von vielen Forschern bemerkten komplexen Struktur beider Linien. Doch bis zu einer eingehenden Untersuchung des Falles ist die Frage als unentschieden zu betrachten.

Als Schluß daraus kann man ein zusammengesetztes Dublet angeben, das in solcher Beziehung zu diesem roten Grunddublet steht, wie ein „enges“ Triplet zu dem ultraroten Grundtriplet. Es besteht aus den Linien:

Intensität	λ vak.	$r = 10^8 \lambda^{-1}$
20	2348,36	42582,91
45	2336,03	42807,67
35	2304,99	43384,14

und entspricht dem Schema:¹⁾

	d^1	Diff.	d^0
d^0	20 42582,91	224,76	45 42807,67
Diff.	801,23		
d^1	35 43384,14		

Aus diesem Schema folgt, daß die Schwingungsdifferenz 576,47 zwischen den Linien 2304,99 vak. und 2336,03 vak. bei Serienrechnungen nicht in Betracht kommt, was davon die Lymanischen Paare absondert.

Schließlich ergeben sich folgende Resultate der Ausmessung der magnetischen Aufspaltungen des Grunddublets des Bariums (Feld: Bar. III 38,37 Kgs. ± 1 Proz., Bar. IV 38,23 Kgs. $\pm 0,8$ Proz.).

Aufnahme	Linie	Bezeichnung	Abweichung der Messung	vom
Bar. III	6143,62	$3d^0 - 2p^0$	+ 0,3 Proz.	6a/5 (ber. Werte)
Bar. IV	6198,89	$3d^1 - 2p^1$	- 0,25 „	14a/15 (nach dem Typus erwarteten Werte).

Auf einem anderen Wege als dem, welcher den Vermutungen von Runge entsprechen würde, sind Ritz und Paschen zu dem Begriff einer Hauptserie der zusammengesetzten Dublets gelangt. Anlaß dazu gaben die schön entwickelten Serien der Dublets in Alkalien. Das, was in dem früher Gesagten unter 4. vermutet wurde, wurde von Ritz postuliert. So konnte aus den weitlaufenden Dubletsystemen

1) Wie für die engen Triplets kann die Zugehörigkeit des Satelliten zu dem Gliede durch die Art der Störung bestätigt werden.

$1,5s - mp^j$ und $2p^j - md^i$ das System $3d^i - mp^j$ gebildet werden. Bei diesem und bei dem allgemeineren $np^j - md^i$ besteht nach Paschen die Beziehung $m \geq n$. Die in dieser Arbeit für die Triplets gewonnenen Resultate erheben dagegen keinen Widerspruch. In den erwähnten zusammengesetzten Dubletsystemen sind bis jetzt nur die Hauptlinien beobachtet; es bleibt die Satelliten anzugeben, sowie die magnetischen Aufspaltungen dieser starken ultraroten Linien nachzuprüfen.

Wendet man die Grundgedanken des Kombinationsprinzips auch auf die Triplets an, so erscheint es zweckmäßiger, soweit es möglich ist nicht die zusammengesetzten Triplets aus den einfachen zu berechnen, sondern die einfachen aus den zusammengesetzten, denn die Angabe der letzteren ist wegen der Komplexität der Gruppe sowie der Konstanz der $d^i - d^j$ -Differenzen bei Identifizierungen ohne Hilfe des Zeemaneffektes zuverlässiger; dagegen ist man gezwungen, die Hauptserien einfacher Triplets nicht nach der Struktur, sondern mehr nach den physikalischen Eigenschaften zu erkennen.

Beispielsweise soll das Spektrum des Calciums betrachtet werden. Auf p. 160 sind die Werte von $3p^j$ angegeben. Entnimmt man Dunz die Größe $1,5s = 17760,62$, so hat man für das zweite Glied der konvergenten Hauptserie

$$\nu = 1,5s - 3p^0 = 7800,4$$

$$\nu = 1,5s - 3p^1 = 7796,7$$

$$\nu = 1,5s - 3p^2 = 7793,7,$$

also für die Wellenlängen λ (Luft) entsprechend

$$\lambda = 12816,4$$

$$\lambda = 12824,1$$

$$\lambda = 12827,4.$$

Hiervon sind die Wellenlängen 12819,1 und 12825,6 beobachtet.¹⁾

Zum Schlusse sei gesagt, daß zu der hier aufgerollten Frage einer Hauptserie zur ersten Nebenserie das Studium der Verzerrung der magnetischen Aufspaltungen manches beitragen kann; so z. B. die dem Rydbergschen Schema entsprechende Gleichwertigkeit der p^j - und d^i -Terme (wonach die von Ritz

1) F. Paschen, Ann. d. Phys. 29. p. 655. 1909.

eingeführte Benennung Satelliten der I. N.S. entfällt) könnte durch die Art der Störung enger Gebilde bestätigt oder widerlegt werden. Andererseits ist diese Störung auch für sich selber interessant wegen der Komplexität des Gebildes und der jetzt klar gewordenen Variabilität seiner Konfiguration, was, wenn man auch die I. N.S. in Betracht zieht, als kurz die Kombination $np^j - md^i$ berücksichtigt, Summationswirkungen und Differenzwirkungen bei den Verwandlungen im Felde separat zu untersuchen gestattet.

Hrn. Prof. Paschen spricht der Verfasser für einige Hinweise während der Zusammenstellung der Resultate, sowie für das liebenswürdige Interesse, das er dem Fortschritt der Arbeit stets entgegenbrachte, den besten Dank aus.

Tübingen, Physikalisches Institut, im März 1914.

Nachtrag.

Einer nach dem Abschluß der Arbeit gemachten Lanthanaufnahme wird das ultraviolette Kombinationstriplet des Lanthans entnommen. Die Linien, aus welchen es sich zusammensetzt, haben die Wellenlängen:

Intensität ¹⁾	λ vak.	Beobachter	$\nu = 10^8 \lambda^{-1}$
20	3381,996	Rowland und Harrison	29568,35
15	3345,645	„	29889,59
25	3338,560	„	29953,03
12	3304,171	„	30264,78
12	3266,715	„	30611,79
6	3194,030	Wolff	31308,41

Somit ist das Schema des Triplets, dem vermutlich das Symbol $3d^i - 3p^j$ entsprechen würde, ein folgendes

				15	p^2	
				29889,59		
				375,19	Diff.	
				20	12	p^1
				29568,35	30264,78	
				1043,44	1043,63	Diff.
25	12	6	p^0			
29953,03	30611,79	31308,41				
d^0	Diff.	d^1	Diff.	d^0		

1) Funken im Magnetfelde.

Bemerkenswert ist, daß die relative Größe der Abstände $\Delta d/\delta d$ bei Lanthan (das kommt auch bei Quecksilber vor, nur scheinen da die Triplets anders wie sonst gebaut zu sein) kleiner als 1 ist, wie die folgende Angabe zeigt

	La	Y	Sc
$\Delta d/\delta d$	0,947	1,98	-1,64

Die Existenz eines anderen Triplets in Lanthan wurde nicht festgestellt; wenn es überhaupt da wäre, so könnte vielleicht $\lambda_{\text{Luft}} = 4613,56$ als die zweitstärkste Linie in Betracht gezogen werden.

Bei den Yttriumaufnahmen wurden als Verunreinigung neben den Linien des Yttriums auch die drei stärksten Linien des Neoytterbiums erhalten; davon ist das Paar:

Intensität ¹⁾	$\lambda_{\text{vak.}}$	Beobachter	$\nu = 10^8 \lambda^{-1}$	$\Delta \nu$
20	3695,341	Kayser	27061,10	3330,19
30	3290,417	„	30391,29	

das Grunddoublet der H.S. und der II. N.S. Seine Komponente vom Typus D_2 liegt nach Violett, die schwächere D_1 nach Rot.

Die dritte Linie ist das Grundglied des Systems einfacher Linien (H.S. und II. N.S.), was auch durch folgende Ausmessung des Zeemaneffektes bestätigt wird

Intensität ¹⁾	λ_{Luft}	Typus	Abweichung der Messung vom berechn. Werte
30	3988,149	normales Triplet	+ 0,5 Proz.

Tübingen, im April 1914.

1) Auf Funkenaufnahmen im Magnetfeld bezogen.

(Eingegangen 23. April 1914.)

**7. Berichtigung zu meiner Abhandlung¹⁾:
Einfluß von Röntgen-, ultravioletten, Becquerel-
strahlen und des elektrischen Wechselfeldes
auf die Schallgeschwindigkeit in Gasen;
von Walter Küpper.**

In der Zusammenstellung der Resultate meiner Arbeit ist versehentlich auf p. 927, Zeile 14 von unten die maximale Erhöhung des Verhältnisses der spezifischen Wärmen von Luft, Stickstoff und Sauerstoff durch Röntgenstrahlen zu 10 Proz. angegeben. Diese beträgt, wie aus den mitgeteilten Tabellen hervorgeht, nur rund $2\frac{1}{2}$ Proz., also die der Schallgeschwindigkeit nur etwas über 1 Proz. Ferner muß es auf p. 915, Zeile 6 von unten, statt $23,9^{\circ}$ C. heißen: $8,7^{\circ}$ C. Dieselben Versehen sind in meiner Dissertation auf den p. 44, 59, 62, 68 zu berichtigen.

1) W. Küpper, Ann. der Phys. 43. p. 905. 1914.

(Eingegangen 15. Juni 1914.)



Fig. 1.



Fig. 2.



Fig. 3.



Fig. 4.



Fig. 5.

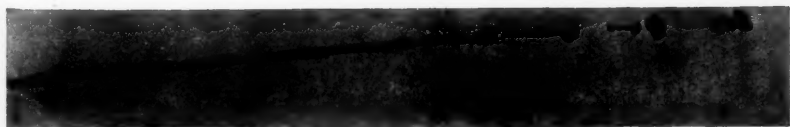


Fig. 6.

P. Cermak.



Fig. 7.

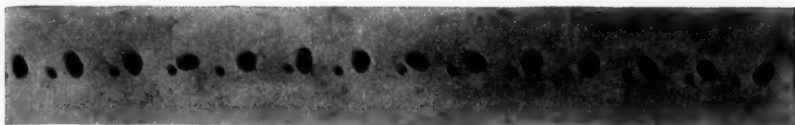


Fig. 8.

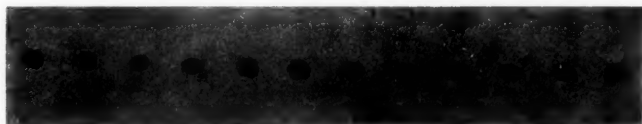


Fig. 9.



Fig. 10.



Fig. 11.

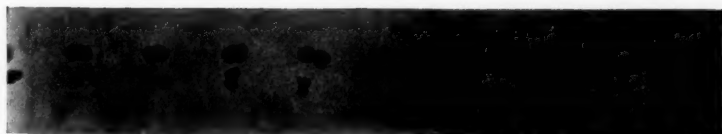


Fig. 12.



Fig. 13.



Fig. 14.

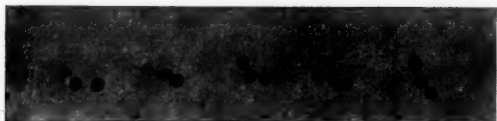


Fig. 15 a.

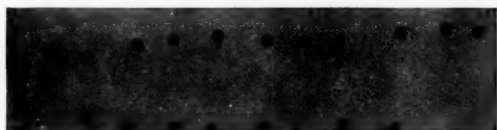


Fig. 15 b.

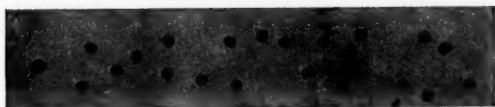


Fig. 15 c.

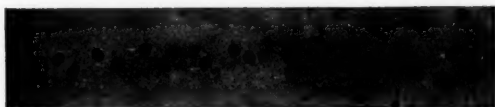


Fig. 15 d.

P. Cermak.



